NGÔ QUANG HUY

VẬT LÝ LÒ PHẢN ỨNG HẠT NHÂN







NHÀ XUẤT BẢN ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI

NGÔ QUANG HUY

VẬT LÝ
LÒ PHẢN ỨNG HẠT NHÂN

In lần thứ 2

NHÀ XUẤT BẢN ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI

NHÀ XUẤT BẢN ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI

16 Hàng Chuối - Hai Bà Trưng - Hà Nội

Điện thoại: (04) 9715012; (04) 7685236. Fax: (04) 9714899

E-mail: nxb@vnu.edu.vn

* * *

Chịu trách nhiệm xuất bản:

Giám đốc: PHÙNG QUỐC BẢO

Tổng biên tập: PHẠM THÀNH HƯNG

Chịu trách nhiệm nội dung:

Hội đồng nghiệm thu giáo trình

Trường ĐHKHTN – Đại học Quốc gia Hà Nội

Người nhận xét: PGS. TS. PHẠM QUỐC HÙNG

TS. HÀ VĂN THÔNG

Biên tập nội dung: NGỌC QUYÊN

Trình bày bìa: NGỌC ANH

VẬT LÝ LÒ PHẢN ỨNG HẠT NHÂN

Mã số: 1K-02062-02404

In 500 cuốn, khổ 14,5 x 20,5 tại Nhà in Đại học Quốc gia Hà Nội

Số xuất bản: 89/113/XB-QLXB, ngày 10/2/2004.

Số trích ngang: 302 KH/XB

In xong và nộp lưu chiểu quý IV năm 2004.

MỤC LỤC

LỜI NÓI ĐẦU

Vật lý lò phản ứng hạt nhân là một bộ phận đặc biệt của vật lý hạt nhân, nghiên cứu phản ứng phân hạch hạt nhân dây chuyền trong lò phản ứng. Các lò phản ứng rất đa dạng, phụ thuộc vào chức năng của chúng như lò phản ứng năng lượng hay lò phản ứng nghiên cứu, phụ thuộc vào năng lượng nơtrôn phân hạch nhiên liệu như lò phản ứng nơtrôn nhiệt, lò phản ứng nơtrôn trung gian, lò phản ứng nơtrôn nhanh v.v. Vì vậy vật lý lò phản ứng bao gồm một phạm vi rất rộng các vấn đề. Chúng ta chỉ tập trung khảo sát các quá trình cơ bản đối với lò phản ứng nơtrôn nhiệt, là loại lò hay gặp hiện nay, trong đó có lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt. Tuy nhiên các vấn đề được xét ở đây cũng đề cập những nguyên tắc cơ bản của lò phản ứng nói chung.

Quyển sách này dựa trên giáo trình do tác giả giảng dạy cho các khóa bậc đại học và bậc cao học về vật lý hạt nhân. Những vấn đề nêu trong quyển sách được chọn lựa vừa cơ bản vừa thực tiễn theo kinh nghiệm của tác giả qua các năm tham gia vận hành lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt. Mục đích của quyển sách là cung cấp cho bạn đọc những kiến thức cơ bản về các quá trình vật lý xảy ra trong lò phản ứng hạt nhân và các nguyên tắc cấu tạo của nó. Quyển sách gồm bảy chương. Trong chương 1 nêu tóm tắt các quá trình tương tác của nơtrôn với vật chất, trong đó nhấn mạnh cơ chế phản ứng phân hạch hạt nhân dây chuyền, là phản ứng chính xảy ra trong lò phản ứng hạt nhân. Chương 2 trình bày các quá trình vật lý cơ bản trong lò phản ứng là sự làm chậm và khuếch tán nơtrôn. Chương 3 xác định các thông số vật liệu và hình học của

vùng hoạt để lò phản ứng đạt trạng thái tới hạn. Chương 4 miêu tả động học của lò phản ứng, là sự thay đổi công suất lò theo thời gian khi đưa vào vùng hoạt của lò một độ phản ứng nào đó. Chương 5 trình bày sự thay đổi thành phần đồng vị của nhiên liệu trong quá trình làm việc của lò và hiệu ứng nhiễm độc, hiệu ứng nhiệt độ, hiệu ứng công suất v.v. Chương 6 trình bày một số phương pháp thực nghiệm xác định các thông số vật lý lò. Và cuối cùng, chương 7 cung cấp thông tin về lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt, là lò phản ứng nghiên cứu của Việt Nam hiện nay, để bạn đọc tham khảo như một ví dụ nhằm minh họa cho nguyên tắc cấu tạo lò phản ứng nêu ở các chương trên.

Tác giả xin chân thành cảm ơn trường Đại học Khoa học Tự nhiên thuộc Đại học Quốc gia Hà Nội, Nhà xuất bản Đại học Quốc gia Hà Nội đã tạo điều kiện để tác giả có thể hoàn thành và xuất bản quyển sách này. Tác giả xin cảm ơn các bạn đồng nghiệp tại Viện Năng lượng nguyên tử Việt Nam, Viện Nghiên cứu Hạt nhân Đà Lạt, Trung tâm Hạt nhân TP Hồ Chí Minh, Trường Đại học Khoa học Tự nhiên Hà Nội và Trường Đại học Khoa học Tự nhiên TP Hồ Chí Minh đã có những ý kiến đóng góp có giá trị về nội dung quyển sách. Đặc biệt tác giả xin cảm ơn TS Nguyễn Phước Lân, TS Hà Văn Thông và TS Đỗ Quang Bình đã đọc kỹ và hiệu chỉnh các sai sót trong bản thảo. Tác giả xin cảm ơn CN Đào Văn Hoàng đã rất tận tình và chu đáo trong việc hình thành quyển sách này.

Tác giả

Chương 1

TƯƠNG TÁC CỦA NƠTRON VỚI VẬT CHẤT VÀ NGUYÊN TẮC CẤU TẠO LÒ PHẢN ỨNG

1.1. NƠTRÔN

Hạt nhân nguyên tử do các prôtôn và nơtrôn tạo nên. Số prôtôn và nơtrôn trong hạt nhân được ký hiệu là Z và N. Tổng số $A = Z + N$ là số khối lượng, gần bằng khối lượng hạt nhân, biểu thị trong đơn vị khối lượng nguyên tử $1,660 \times 10^{-27}$kg.

Prôtôn là hạt mang điện tích dương đơn vị bằng $+1,6 \times 10^{-19}$C, và có khối lượng bằng $1,6726 \times 10^{-27}$kg hay 938,279 MeV. Nơtrôn không có điện tích, khối lượng của nó bằng $1,675 \times 10^{-27}$kg hay 989,573 MeV, tức là lớn hơn khối lượng prôtôn.

Prôtôn là hạt cơ bản bền còn nơtrôn chỉ bền trong hạt nhân bền vững. Quá trình phân rã của nơtrôn trong hạt nhân bền vững bị cấm về mặt năng lượng vì khi phân rã cần thắng năng lượng liên kết của nơtrôn trong hạt nhân. Trong vật lý lò phản ứng, các nơtrôn được xét ở trạng thái tự do. Ở trạng thái tự do, nơtrôn phân rã với thời gian bán rã 11.7 phút theo sơ đồ phân rã β như sau:

$$n \rightarrow p + e^- + \overline{\nu} \qquad (1.1)$$

trong đó e^- là electrôn còn $\overline{\nu}$ là phản nơtrinô. Tuy nhiên sự không bền của nơtrôn tự do không đóng vai trò quan trọng khi nghiên cứu các quá trình vật lý trong lò phản ứng. Đó là do thời gian tương tác

của nơtrôn với vật chất trong lò phản ứng rất bé so với thời gian sống của nơtrôn.

Các nơtrôn được sinh ra trong lò phản ứng với năng lượng từ 0 MeV đến 10 MeV. Tính chất tương tác của nơtrôn với vật chất khác nhau trong các miền năng lượng khác nhau. Vì vậy người ta chia toàn dải năng lượng từ 0 – 10 MeV thành 3 miền năng lượng và các nơtrôn cũng được chia thành 3 loại theo 3 miền năng lượng đó. Các nơtrôn nhiệt có năng lượng E trong miền $0 < E \leq 0{,}1$ eV. Các nơtrôn trung gian có năng lượng E trong miền 0,1 eV $< E \leq$ 100 KeV. Các nơtrôn nhanh có năng lượng E trong miền 100 KeV $< E \leq$ 10 MeV. Các lò phản ứng hạt nhân cũng được phân loại theo các miền năng lượng của nơtrôn (lò phản ứng nơtrôn nhiệt, lò phản ứng nơtrôn trung gian và lò phản ứng nơtrôn nhanh), trong đó phần lớn các nơtrôn trong miền năng lượng tương ứng được hấp thụ và gây phân hạch nhiên liệu hạt nhân.

Đặc điểm của các nơtrôn nhiệt: Các nơtrôn nhiệt chuyển động trong trạng thái cân bằng nhiệt với các phân tử môi trường. Mật độ nơtrôn nhiệt phụ thuộc vào năng lượng nơtrôn theo quy luật Maxwell-Boltzmann :

$$n(E) = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E}{kT}} \frac{1}{kT} e^{-\frac{E}{kT}} \qquad (1.2)$$

trong đó, $N = \int_0^\infty n(E)dE$; $k = 8{,}61 \times 10^{-5}$ eV/K là hằng số Boltzmann và T là nhiệt độ môi trường. Do năng lượng E và vận tốc v của nơtrôn liên hệ với nhau theo biểu thức $E = \frac{mv^2}{2}$, trong đó m là khối lượng nơtrôn, nên biểu thức (1.2) có thể viết lại dưới dạng như sau:

$$n = \frac{4N}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{v}{v_T}\right)^2 \frac{1}{v_T} e^{-\left(\frac{v}{v_T}\right)^2} \qquad (1.3)$$

ở đây, $v_T = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ là vận tốc có xác suất lớn nhất. Theo phân bố (1.2), năng lượng có xác xuất lớn nhất bằng $\frac{kT}{2}$ còn năng lượng trung bình bằng $\frac{3}{2}kT$. Tuy nhiên người ta coi năng lượng nhiệt là năng lương ứng với vận tốc có xác xuất lớn nhất theo biểu thức (1.3). Năng lượng này bằng kT và được coi là thông số của phân bố Maxwell theo năng lượng. Ở nhiệt độ phòng thí nghiệm $T = 293^0K$ thì v_T = 2200 m/sec và năng lượng nơtrôn nhiệt bằng E_T = 0,0253 eV.

Thực tế năng lượng trung bình của nơtrôn nhiệt lớn hơn một ít so với năng lượng trung bình của chuyển động nhiệt của các phân tử môi trường. Điều đó có nghĩa rằng các nơtrôn thực tế không đạt được sự cân bằng nhiệt với môi trường. Đó là do sự hấp thụ liên tục của nơtrôn trong môi trường, sự hấp thụ càng mạnh khi vận tốc của nó càng thấp. Tuy nhiên hàm số phân bố năng lượng nơtrôn rất gần với hàm Maxwell với nhiệt độ nơtrôn T_n cao hơn nhiệt độ môi trường T. Nhiệt dộ nơtrôn T_n liên hệ với nhiệt độ môi trường T theo biểu thức:

$$T_n = T\,(1 + 0{,}92\,A\,\frac{\Sigma_a}{\Sigma_s}) \qquad (1.4)$$

trong đó Σ_s và Σ_a là các tiết diện vĩ mô tán xạ và hấp thụ nơtrôn nhiệt trong môi trường, A là số khối lượng của các nguyên tử môi trường. Trong môi trường hấp thụ yếu nơtrôn thì $T_n \approx T$.

Đặc điểm của miền năng lượng trung gian : Đó là hiện tượng cộng hưởng, thể hiện ở các tiết diện tương tác của nơtrôn với vật chất có dạng cộng hưởng. Do đó miền năng lượng này thường được

gọi là miền cộng hưởng và các nơtrôn trung gian được gọi là các nơtrôn cộng hưởng.

Khoảng 99% các nơtron sinh ra do phản ứng phân hạch hạt nhân trong lò phản ứng là *các nơtrôn nhanh*. Trong lò phản ứng nơtrôn nhanh, các nơtrôn này gây phản ứng phân hạch hạt nhân nhiên liệu. Đối với lò phản ứng nơtrôn trung gian và lò phản ứng nơtrôn nhiệt, các nơtrôn nhanh cần được làm chậm đến nơtrôn trung gian hoặc nơtrôn nhiệt.

Trong khi khảo sát nguyên tắc làm việc của lò phản ứng, chúng ta sẽ tập trung chú ý nhiều hơn đến lò phản ứng nơtrôn nhiệt. Điều này giúp cho chúng ta trực tiếp phân tích vật lý lò đối với lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt và các lò phản ứng năng lượng thường được sử dụng trong các nhà máy điện nguyên tử.

1.2. TÁN XẠ VÀ HẤP THỤ NƠTRÔN

Khi nơtrôn va chạm với hạt nhân xảy ra các quá trình *tán xạ đàn hồi, tán xạ không đàn hồi và hấp thụ nơtrôn.*

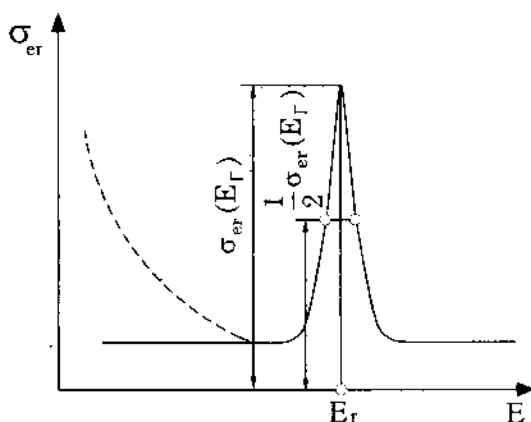
Trong tán xạ đàn hồi $^{A}_{Z}X\,(n,n)\,^{A}_{Z}X$ động năng tổng cộng của các hạt tương tác, tức là các nơtrôn và hạt nhân, không thay đổi trước và sau va chạm, còn trong tán xạ không đàn hồi $^{A}_{Z}X\,(n,n)\,^{A}_{Z}X^{*}$ một phần động năng chuyển thành năng lượng kích thích của hạt nhân sau va chạm $^{A}_{Z}X^{*}$. Năng lượng kích thích này sau đó được phát ra dưới dạng lượng tử γ.

Tiết diện vi mô tán xạ đàn hồi σ_e có thể chia thành 2 phần: σ_{ep} – tiết diện vi mô tán xạ đàn hồi thế và σ_{er} – tiết diện vi mô tán xạ đàn hồi cộng hưởng. Trong tán xạ đàn hồi thế xảy ra sự phản xạ sóng nơtrôn từ bề mặt hạt nhân và đối với tán xạ đàn hồi cộng hưởng, phản ứng đi qua giai đoạn hạt nhân hợp phần. Hạt nhân hợp phần được tạo nên khi hạt nhân ban đầu hấp thụ nơtrôn, năng

lượng kích thích của hạt nhân hợp phần lớn hơn năng lượng liên kết của nơtrôn và hạt nhân phân rã phóng ra nơtrôn. Sau tán xạ đàn hồi cộng hưởng hạt nhân cuối hoàn toàn giống hạt nhân ban đầu. Đặc điểm của tán xạ đàn hồi cộng hưởng là tiết diện tán xạ σ_{er} (từ đây trở đi nếu không có gì đặc biệt, ta gọi "tiết diện" thay cho "tiết diện vi mô") tại gần đỉnh cộng hưởng được xác định theo công thức Breit-Wigner

$$\sigma_{er}(E) = \frac{\sigma_{er}(E_r)\frac{\Gamma^2}{4}}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \tag{1.5}$$

trong đó $\sigma_{er}(E_r)$ là giá trị tiết diện tại năng lượng cộng hưởng E_r còn Γ là độ rộng toàn phần của nửa chiều cao của mức kích thích hạt nhân hợp phần (hình 1.1).

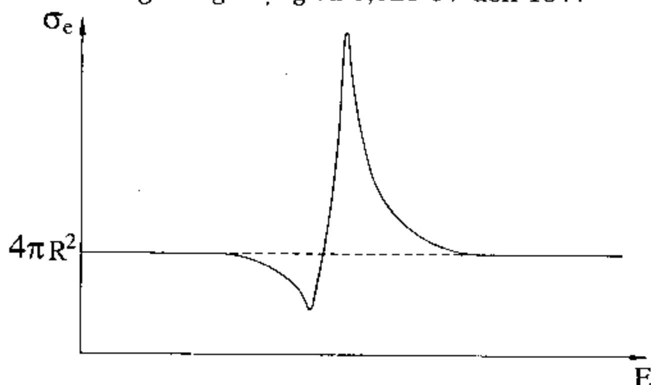


Hình 1.1. **Tiết diện tán xạ đàn hồi cộng hưởng**

Tiết diện tán xạ đàn hồi thế ở miền năng lượng thấp (tán xạ sóng s) có dạng $\sigma_{ep} = 4\pi R^2$, trong đó R là bán kính hạt nhân. Tiết diện tán xạ đàn hồi bằng tổng tiết diện đàn hồi thế, tiết diện đàn

hồi cộng hưởng và số hạng giao thoa giữa hai loại tán xạ đàn hồi này. Tại gần đỉnh cộng hưởng thì $\sigma_{er} >> \sigma_{ep}$ còn tại miền năng lượng xa cộng hưởng thì $\sigma_{ep} >> \sigma_{er}$. Ở lân cận đỉnh cộng hưởng, do hiện tượng giao thoa, các sườn của đỉnh cộng hưởng có dạng không đối xứng (hình 1.2).

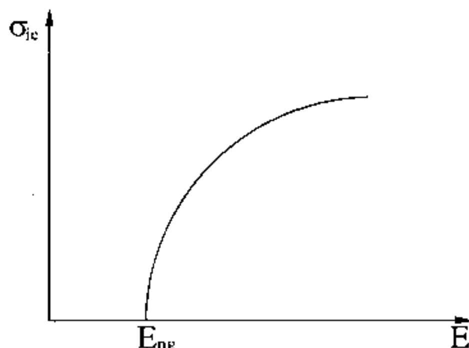
Tiết diện tán xạ đàn hồi σ_e hầu như không đổi trong khoảng năng lượng trên 1eV. Đối với đa số các hạt nhân, σ_e cũng thay đổi yếu trong khoảng năng lượng dưới 1eV và trong miền nhiệt, trừ trường hợp hyđrô, tiết diện σ_e của nó giảm theo quy luật 1/v và giảm 2 lần khi tăng năng lượng từ 0,025 eV đến 1eV.



***Hình 1.2.* Tiết diện tán xạ đàn hồi với các nơtrôn sóng s tại cộng hưởng**

Trong tán xạ không đàn hồi, hạt nhân được chuyển sang trạng thái kích thích, do đó chỉ có các nơtrôn với năng lượng lớn hơn năng lượng kích thích mới tham gia phản ứng. Như vậy quá trình tán xạ không đàn hồi là quá trình có ngưỡng với năng lượng ngưỡng $E_{ng} = \frac{A+1}{A} E_1$, trong đó E_1 là năng lượng của mức kích thích đầu tiên của hạt nhân với khối lượng A. Tiết diện tán xạ không đàn hồi σ_{ie} phụ thuộc vào năng lượng nơtrôn E dẫn ra trên hình 1.3, trong đó tiết diện khác không chỉ khi $E \geq E_{ng}$ và đạt giá trị cực đại đối với

năng lượng 10 – 15 MeV. Năng lượng của mức kích thích đầu tiên E_1 có giá trị cỡ vài MeV đối với hạt nhân nhẹ và giảm đến dưới 100 keV đối với các hạt nhân nặng. Vì vậy tán xạ không đàn hồi xảy ra chủ yếu trong miền nơtrôn nhanh và đối với các hạt nhân nặng.



Hình 1.3. **Sự phụ thuộc σ_{ie} vào năng lượng nơtrôn E**

Phản ứng hấp thụ nơtrôn (n,b) là quá trình tương tác nơtrôn với hạt nhân mà sau tương tác tạo nên hạt mới b. Đó là các quá trình (n,γ), (n,β), (n,p), (n,α), (n,2n), (n,f) v.v..., trong đó (n,f) là phản ứng phân hạch hạt nhân.

Tiết diện hấp thụ nơtrôn σ_a bằng tổng của các tiết diện của các quá trình nói trên.

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_\beta + \sigma_p + \sigma_\alpha + \sigma_{2n} + \sigma_f + ... \tag{1.6}$$

Trong miền nơtrôn nhiệt và đối với đa số các hạt nhân, tiết diện hấp thụ phụ thuộc vào năng lượng nơtrôn theo quy luật 1/v:

$$\sigma_a = \sigma_{aT}\frac{v_T}{v} \tag{1.7}$$

trong đó σ_{aT} là tiết diện hấp thụ tại năng lượng 0,025 eV. Công thức (1.7) có thể viết thành:

$$\sigma_a = \sigma_{aT}\sqrt{\frac{0.025}{E}}\,. \tag{1.8}$$

ở đây E là năng lượng nơtrôn tính theo eV. Trên ***bảng 1.1*** cho các giá trị tiết diện tại năng lượng 0,025 eV, trong đó $\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s$ là tiết diện toàn phần, $\sigma_s = \sigma_e + \sigma_{ie}$ là tiết diện tán xạ.

Bảng 1.1. **Tiết diện các phản ứng (barns) tại năng lượng nơtrôn 0,025 eV**

Hạt nhân	σ_t	σ_s	σ_a	σ_γ	σ_f	σ_α
^{9}Be	7	7	0,01	0,01	-	-
^{12}C	4,8	4,8	0,0034	0,0034	-	-
^{10}B	4014	4,0	4010	0,5	-	4009,5
^{235}U	704	10	694	112	582	-

Từ bảng 1.1 thấy rằng đối với các hạt nhân ^{9}Be và ^{12}C chủ yếu xẩy ra quá trình tán xạ đàn hồi nơtrôn. Do đó, như sẽ phân tích trong chương sau, các chất này được sử dụng làm chất làm chậm hay phản xạ nơtrôn. Đối với ^{10}B phản ứng hấp thụ $^{10}_{5}B(n,\alpha)^{7}_{3}Li$ có tiết diện rất lớn. Do đó ^{10}B được làm chất hấp thụ nơtrôn trong lò phản ứng với nơtrôn nhiệt. Trong trường hợp ^{235}U phản ứng phân hạch có tiết diện rất lớn, vì vậy hạt nhân này được dùng làm nhiên liệu phân hạch.

Trong số các phản ứng hấp thụ nơtrôn, quá trình (n,2n) có đặc điểm là tạo nên 2 nơtrôn ở trạng thái cuối thay vì cho 1 nơtrôn ở trạng thái đầu. Do đó quá trình này được quan tâm trong vật lý lò phản ứng. Phản ứng (n,2n) có tính chất ngưỡng bởi vì cần năng lượng đủ lớn để thắng năng lượng liên kết của nơtrôn trong hạt nhân. Năng lượng ngưỡng cỡ 8 đến 10 MeV đối với đa số các đồng vị, còn đối với ^{9}Be năng lượng ngưỡng bằng 1,75 MeV.

Cũng như quá trình tán xạ đàn hồi, quá trình tán xạ không đàn hồi và quá trình hấp thụ nơtrôn cũng đi qua giai đoạn hạt nhân hợp phần và tiết diện có dạng cộng hưởng tại miền năng lượng cộng hưởng. Chẳng hạn, đối với tiết diện chiếm phóng xạ σ_γ của quá trình (n,γ), công thức cộng hưởng có dạng:

$$\sigma(E) = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_r)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (1.9)$$

trong đó, E là năng lượng và λ là độ dài sóng của nơtrôn, E_r là năng lượng cộng hưởng, $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ là độ rộng toàn phần ở nửa chiều cao cộng hưởng với Γ_n và Γ_γ là các độ rộng riêng phần phát nơtrôn và gamma, g là thừa số thống kê, phụ thuộc vào spin hạt nhân ban đầu và spin mức kích thích của hạt nhân hợp phần. Theo công thức (1.9) trạng thái cộng hưởng chỉ tạo nên khi năng lượng nơtrôn gần giá trị E_r trong giới hạn độ rộng cộng hưởng. Các cộng hưởng như vậy xuất hiện trên đường cong tiết diện phụ thuộc năng lượng theo công thức (1.8).

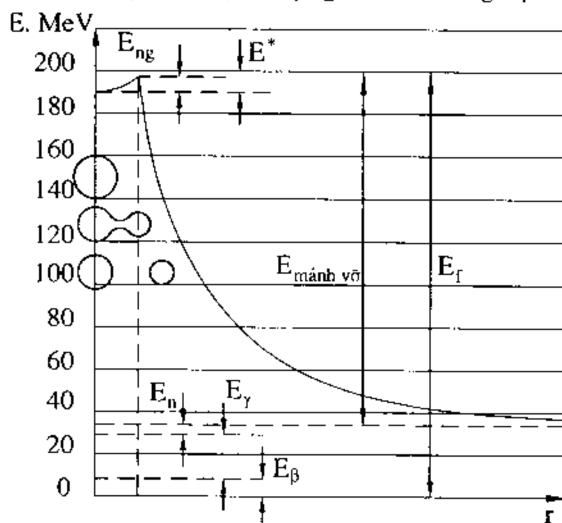
1.3. PHẢN ỨNG PHÂN HẠCH HẠT NHÂN

Phản ứng hạt nhân quan trọng nhất trong các quá trình vật lý của lò phản ứng là phản ứng phân hạch hạt nhân. Dưới tác dụng của nơtrôn hạt nhân nguyên tố nặng bị phân chia chủ yếu thành 2 mảnh với khối lượng gần bằng nhau.

1.3.1. Cơ chế phản ứng phân hạch hạt nhân

Cơ chế phản ứng phân hạch được miêu tả bởi mẫu giọt, trong đó hạt nhân được xem như là một giọt chất lỏng mang điện tích dương. Giọt chất lỏng này tồn tại do cân bằng lực giữa lực đẩy Coulomb của các prôtôn với lực hút hạt nhân và sức căng bề mặt. Khi nơtrôn tương tác với hạt nhân, trong hạt nhân xuất hiện sự biến dạng dao động từ dạng hình cầu sang dạng có hai phần dạng quả lê nối với nhau (hình 1.4). Quá trình dao động kết thúc bằng sự phân hạch hạt nhân, tức là chỗ nối bị đứt. Điều kiện phân hạch là năng lượng kích thích E^* vượt quá năng lượng ngưỡng E_{ng}, đó là độ cao bờ thế năng phân chia. Bờ thế năng này xuất hiện do sự

tăng thế năng trong pha đầu biến dạng, khi đó diện tích bề mặt tăng và sức căng bề mặt tăng. Sức căng này có xu hướng bảo toàn dạng hình cầu của hạt nhân, là dạng có thế năng cực tiểu.



***Hình 1.4.* Sơ đồ giải phóng năng lượng khi phân hạch hạt nhân**

Quá trình phân hạch về mặt năng lượng có thể xảy ra đối với các hạt nhân với số khối lượng lớn hơn 80. Tuy nhiên trong lò phản ứng chỉ xảy ra sự phân hạch của các hạt nhân nặng từ $^{232}_{90}$Th đến $^{242}_{94}$Pu. Động năng nơtrôn, năng lượng liên kết của nó và độ cao bờ thế năng phân hạch xác định khả năng phân hạch của các hạt nhân cụ thể. Các hạt nhân ^{232}Th, ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U và ^{239}Pu thường được sử dụng trong lò phản ứng. Khi hấp thụ nơtrôn các hạt nhân này tạo thành các hạt nhân hợp phần ^{233}Th, ^{234}U, ^{236}U, ^{239}U, ^{240}Pu với năng lượng kích thích tối thiểu bằng năng lương liên kết B của nơtrôn trong các hạt nhân đó. Nếu năng lượng kích thích này lớn hơn năng lượng ngưỡng E_{ng} thì hạt nhân xuất phát có thể bị phân hạch khi hấp thụ nơtrôn với năng lượng bất kỳ. Còn nếu năng

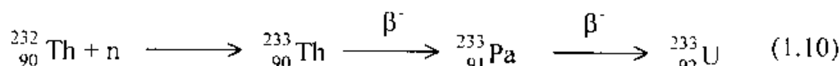
lượng liên kết B nhỏ hơn năng lượng ngưỡng E_{ng} thì quá trình phân hạch chỉ xảy ra khi động năng nơtrôn phải đủ lớn để cho năng lượng kích thích vượt quá E_{ng}. Trên bảng 1.2 dẫn ra các giá trị E_{ng} và năng lượng liên kết B của nơtrôn trong các hạt nhân nêu trên.

Bảng 1.2. **Năng lượng ngưỡng E_{ng} và năng lượng liên kết B đối với các hạt nhân phân hạch**

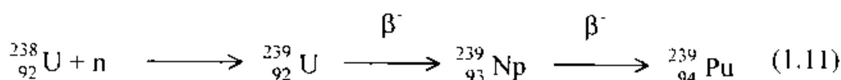
Hạt nhân	Năng lượng ngưỡng E_{ng} (MeV)	Hạt nhân hợp phần	Năng lượng liên kết B (MeV)
^{232}Th	5,9	^{233}Th	5,07
^{233}U	5,5	^{234}U	6,77
^{235}U	5,75	^{236}U	6,4
^{238}U	5,85	^{239}U	4,76
^{239}Pu	5,5	^{240}Pu	6,38

Từ bảng 1.2 thấy rằng năng lượng liên kết B lớn hơn năng lượng ngưỡng E_{ng} đối với các hạt nhân ^{233}U, ^{235}U và ^{239}Pu còn đối với các hạt nhân ^{232}Th và ^{238}U thì $B < E_{ng}$. Như vậy các hạt nhân ^{233}U, ^{235}U và ^{239}Pu được phân hạch bởi nơtrôn có năng lượng bất kỳ, trong đó có nơtrôn nhiệt, còn các hạt nhân ^{232}Th và ^{238}U được phân hạch bởi các nơtrôn có động năng lớn hơn giá trị ngưỡng, bằng 1,2 MeV và 1 MeV tương ứng. Các hạt nhân ^{233}U, ^{235}U và ^{239}Pu được gọi là các hạt nhân phân hạch. Nói chung các hạt nhân với số lẻ nơtrôn là các hạt nhân phân hạch, chẳng hạn với cả ^{241}Pu, còn các hạt nhân với số chẵn nơtrôn là các hạt nhân có ngưỡng, gồm ^{232}Th, ^{238}U, ^{240}Pu.

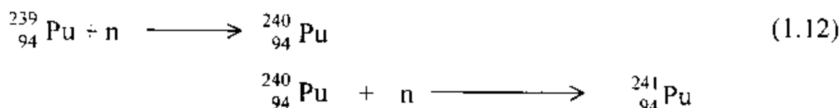
Trong thiên nhiên tồn tại các hạt nhân ^{232}Th, ^{235}U và ^{238}U. Uran thiên nhiên gồm 0,714% ^{235}U. Các hạt nhân phân hạch ^{233}U, ^{239}Pu được tạo nên do các phản ứng của nơtrôn lên các hạt nhân khác.



$$^{232}_{90}Th + n \longrightarrow\ ^{233}_{90}Th \xrightarrow{\beta^-}\ ^{233}_{91}Pa \xrightarrow{\beta^-}\ ^{233}_{92}U \qquad (1.10)$$



$$^{238}_{92}U + n \longrightarrow\ ^{239}_{92}U \xrightarrow{\beta^-}\ ^{239}_{93}Np \xrightarrow{\beta^-}\ ^{239}_{94}Pu \qquad (1.11)$$



$$^{239}_{94}Pu + n \longrightarrow\ ^{240}_{94}Pu \qquad (1.12)$$

$$^{240}_{94}Pu + n \longrightarrow\ ^{241}_{94}Pu$$

Các hạt nhân ^{232}Th và ^{238}U được gọi là nguyên liệu hạt nhân. Chúng dùng để chế tạo các nhiên liệu hạt nhân ^{233}U, ^{239}Pu và ^{241}Pu.

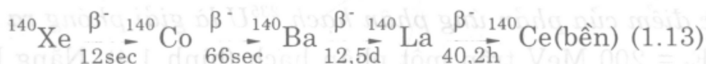
1.3.2. Các sản phẩm phân hạch

Trong quyển sách này chủ yếu trình bày lò phản ứng nơtrôn nhiệt sử dụng nhiên liệu ^{235}U. Do đó chúng ta hãy xem xét chi tiết hơn quá trình phân hạch ^{235}U. Quá trình này không xảy ra theo một sơ đồ cố định nào mà có nhiều kênh phản ứng, mỗi kênh được đặc trưng bởi các mảnh vỡ phân hạch. Trên ***hình 1.5*** trình bày số mảnh vỡ sinh ra, gọi là suất ra, trên một hành động phân hạch, phụ thuộc vào số khối lượng các mảnh vỡ phân hạch đó. Các mảnh vỡ phân hạch có khối lượng A = 72 ÷ 161, trong đó có 2 nhóm khối lượng 80 ÷ 110 và 125 ÷ 155 có suất ra lớn nhất, chiếm cỡ 99%. Các hạt nhân có khối lượng 110 ÷ 125 chỉ chiếm cỡ 1%. Như vậy *hạt nhân ^{235}U bị phân hạch cho 2 mảnh vỡ với khối lượng không bằng nhau*, suất ra lớn nhất đối với 2 mảnh vỡ A = 95 và A = 139. Sự phân hạch không đối xứng này mâu thuẩn với tiên đoán của mẫu giọt vì một chất lỏng thông thường được chia thành 2 phần bằng nhau. Tính chất không đối xứng trong phân hạch hạt nhân được giải thích trong khuôn khổ mẫu vỏ do sự ưu tiên hình thành các hạt nhân với vỏ choáng đầy chứa 50 và 82 nơtrôn.

Các mảnh vỡ phân hạch thường có hoạt tính β vì chúng thừa nơtrôn. chẳng hạn các mảnh vỡ $^{94}_{38}Sr$ và $^{140}_{54}Xe$ với suất ra cỡ 7%. Số

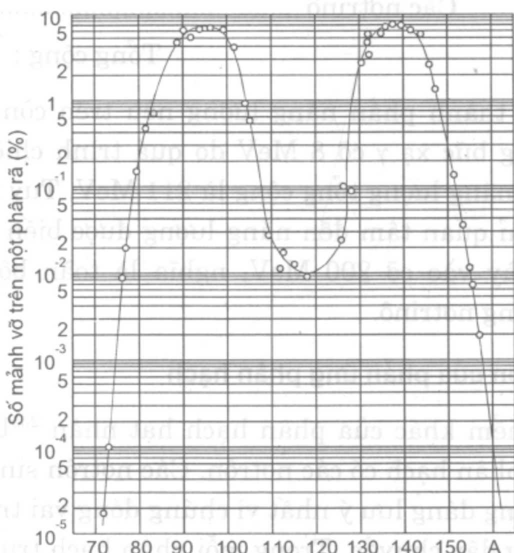
khối lượng của các hạt nhân bền tương ứng là 88 và 136, vì vậy $^{94}_{38}Sr$ thừa 6 nơtrôn và $^{140}_{54}Xe$ thừa 4 nơtrôn.

Thành phần các sản phẩm phân hạch theo các nguyên tố hóa học thay đổi do phân rã β. Chẳng hạn, một dãy các phân rã liên tiếp nhau như:



$$^{140}Xe \xrightarrow[12sec]{\beta^-} {}^{140}Co \xrightarrow[66sec]{\beta^-} {}^{140}Ba \xrightarrow[12,5d]{\beta^-} {}^{140}La \xrightarrow[40,2h]{\beta^-} {}^{140}Ce(\text{bền}) \quad (1.13)$$

Nếu quá trình phân hạch kéo dài đủ lâu với tốc độ không đổi thì trong phần lớn các dãy phân rã tạo nên sự cân bằng và thành phần hóa học của các sản phẩm phân hạch cuối cùng sẽ không đổi. Trong trạng thái cân bằng, một phần tư các sản phẩm là các nguyên tố đất hiếm. Trong các nguyên tố khác thì zircôni chiếm 15%, molipden chiếm 12%, xêsi chiếm 6,5%. Các khí xênôn và kriptôn chiếm 16%.



Hình 1.5. **Sự phụ thuộc của số mảnh vỡ phân hạch trên một phân hạch ^{235}U bởi nơtrôn nhiệt**

Thể tích các khí này khi phân hạch 1 kg uran trong khoảng thời gian dài (cỡ 4 năm) đạt tới hơn 25 m^3 ở điều kiện bình thường.

Ngoài các mảnh vỡ phân hạch, khi phân hạch hạt nhân còn có các *lượng tử γ tức thời, các hạt β do phân rã, các lượng tử γ do phân rã, các nơtrinô và các nơtrôn.*

Đặc điểm của phản ứng phân hạch ^{235}U là giải phóng ra năng lượng E_f = 200 MeV trên một phân hạch (hình 1.4). Năng lượng này phân bố theo các sản phẩm phân hạch như sau (hình 1.4) :

Động năng các mảnh vỡ phân hạch		169 MeV
Năng lượng:	Các γ tức thời	5 MeV
	Các nơtrôn phân hạch	5 MeV
	Các β do phân rã	7 MeV
	Các γ do phân rã	6 MeV
	Các nơtrinô	11 MeV
	Tổng cộng :	203 MeV

Ngoài các thành phần năng lượng nêu trên còn có đóng góp của năng lượng bức xạ γ cỡ 8 MeV do quá trình chiếm phóng xạ (n,γ). Như vậy năng lượng tổng cộng là 211 MeV. Tuy nhiên đối với lò phản ứng chỉ quan tâm đến năng lượng được biến thành nhiệt. Năng lượng này vào cỡ 200 MeV, nghĩa là toàn bộ năng lượng ngoài năng lượng nơtrinô.

1.3.4. Các nơtrôn của phản ứng phân hạch

Một đặc điểm khác của phân hạch hạt nhân ^{235}U là trong số các sản phẩm phân hạch có các nơtrôn. Các nơtrôn sinh ra do phân hạch là đối tượng đáng lưu ý nhất vì chúng đóng vai trò quan trọng trong phản ứng dây chuyền. Trong mỗi phân hạch trung bình xuất hiện ν nơtrôn. Đại lượng này khác nhau đối với các hạt nhân khác nhau và tăng khi tăng năng lượng nơtrôn (bảng 1.3).

***Bảng 1.3.* Số trung bình các nơtrôn phân hạch ν**

Hạt nhân	E = 0,025 eV	E = 1,8 eV
^{233}U	2,52	2,71
^{235}U	2,41	2,74
^{238}U	-	2,70
^{239}Pu	2,92	3,21

Các nơtrôn phân hạch gồm 2 loại : nơtrôn tức thời, sinh ra tại thời điểm phân hạch, và nơtrôn trễ, sinh ra muộn hơn so với thời điểm phân hạch.

Các nơtrôn tức thời chiếm cỡ 99% trong số các nơtrôn phân hạch. Các nơtrôn này được sinh ra từ các hạt nhân kích thích do trong quá trình trao đổi năng lượng với các nucleon khác chúng có năng lượng vượt quá năng lượng liên kết trong hạt nhân. Phân bố năng lượng của các nơtrôn tức thời là phân bố Maxwell với thông số được xác định bởi năng lượng kích thích hạt nhân sau khi giải phóng ra nơtrôn, đó là "nhiệt độ" T của hạt nhân.

$$\frac{1}{N_0}\frac{dN}{dE} = \frac{a}{\nu}\sqrt{E}e^{\frac{-E}{T}} \tag{1.14}$$

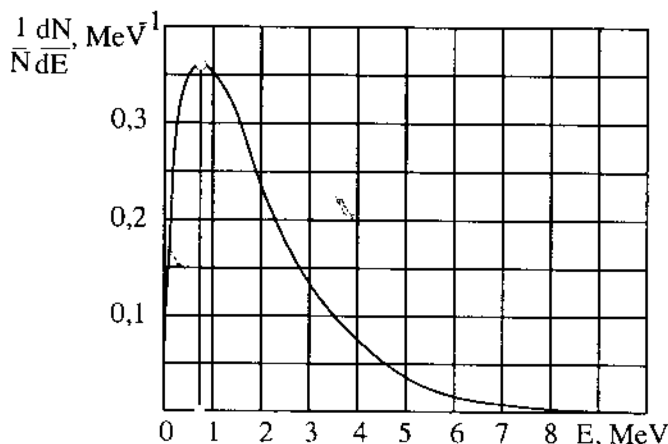
trong đó, N_0 là số nơtrôn toàn phần, a là hằng số chuẩn. Bảng 1.4 dẫn ra các thông số a và T đối với các hạt nhân ^{233}U, ^{235}U và ^{239}Pu.

***Bảng 1.4.* Các thông số a và T của các nơtrôn tức thời đối với ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu khi phân hạch bởi nơtrôn nhiệt**

Hạt nhân	A ($MeV^{-3/2}$)	T (MeV)
^{233}U	1,888	1,306
^{235}U	1,872	1,290
^{239}Pu	2,121	1,333

Trên hình 1.6 trình bày phổ năng lượng của các nơtrôn tức thời đối với ^{235}U trong khoảng năng lượng 0 – 10 MeV. Phân bố có năng lượng cực đại tại 0,7 MeV và năng lượng trung bình

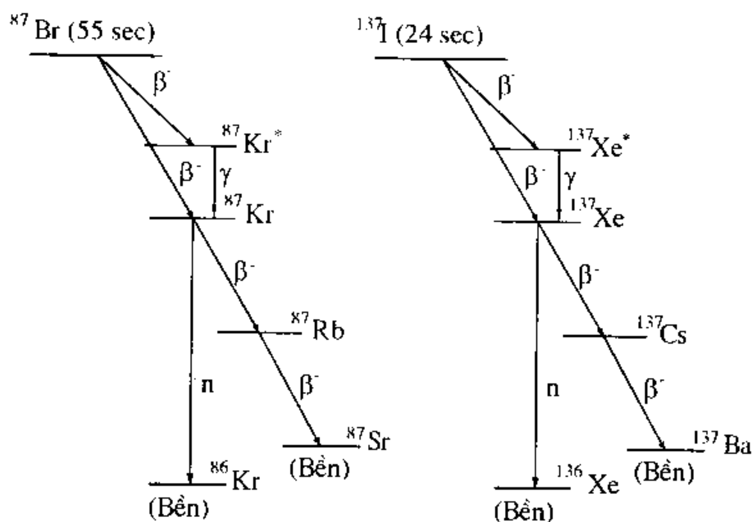
$$\overline{E} = \frac{3}{2}T \tag{1.15}$$



***Hình 1.6.* Phổ nơtrôn tức thời khi phân hạch ^{235}U bởi nơtrôn nhiệt**

Đối với ^{235}U, năng lượng trung bình của các nơtrôn tức thời bằng $\overline{E}$ = 1,94 MeV, do đó để đơn giản trong tính toán người ta thường coi các nơtrôn tức thời có cùng năng lượng và bằng cỡ 2 MeV.

Các nơtrôn trễ chỉ chiếm không quá 1% trong số các nơtrôn phân hạch nhưng đóng vai trò rất quan trọng trong việc điều khiển quá trình phản ứng dây chuyền. Nơtrôn trễ xuất hiện khi các mảnh vỡ phân hạch, chủ yếu là các hạt nhân iốt và brôm, phân rã β. Hạt nhân sau phân rã β có năng lượng kích thích đủ lớn để phóng nơtrôn trễ. Thời gian trễ của nơtrôn được xác định bởi thời gian sống của mảnh vỡ phân hạch phân rã β (hình 1.7).



Hình 1.7. **Cơ chế sinh các nơtrôn trễ khi phân rã ^{87}Br và ^{137}I**

Số lượng các nơtrôn trễ trong một phân hạch bằng βν, trong đó β là thành phần tương đối của số nơtrôn trễ trên toàn bộ số nơtrôn phân hạch. Các nơtrôn trễ chia làm 6 nhóm theo thời gian bán rã $T_{1/2}$ của các mảnh vỡ phân hạch. Mỗi nhóm được đặc trưng bởi suất ra nơtrôn trễ β_i với $\beta = \sum_{i=1}^{6}\beta_i$ (bảng 1.5). Năng lượng trung bình của các nơtrôn trễ đối với các nhóm được dẫn ra trên cột cuối cùng của bảng 1.5.

Bảng 1.5. **Các đặc trưng của nơtrôn trễ đối với các hạt nhân khác nhau**

Số TT	$T_{1/2}$ (s)	β_ix10^{-2}					E_n (MeV)
		^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{232}Th	^{238}U	
1	54-56	0,06	0,05	0,02	0,17	0,05	0,25
2	21-23	0,20	0,35	0,18	0,74	0,56	0,56
3	5-6	0,17	0,31	0,13	0,77	0,67	0,43

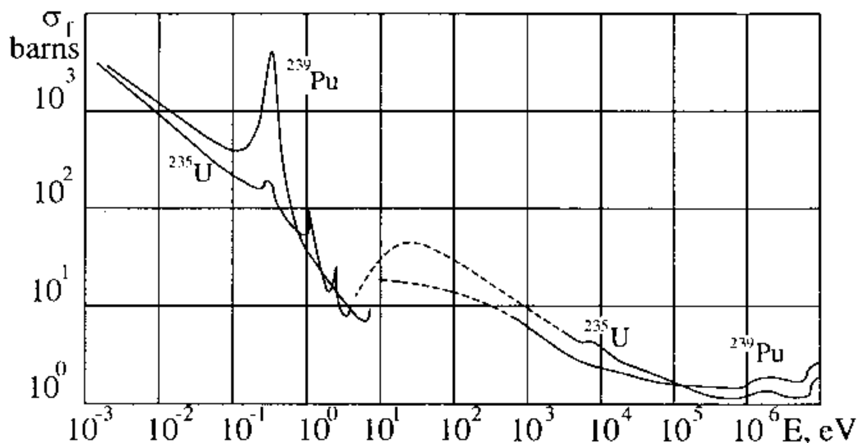
4	1,9-2,3	0,18	0,62	0,20	2,21	1,60	0,62
5	0,5-0,6	0,03	0,18	0,05	0,85	0,93	0,42
6	0,17-0,27	0,02	0,07	0,03	0,21	0,31	-
	$\beta\nu = \sum_{i=1}^{6}\beta_i$	0,60	1,58	0,6	4,95	4,12	
	$\beta = \sum_{i=1}^{6}\beta_i$	0,26	0,64	0,21	0,20	1,57	

Theo bảng 1.5, thời gian trễ của các nơtrôn được xác định bởi thời gian bán rã $T_{1/2}$, từ ~ 0,2 s đến ~ 55 s. Nhóm $T_{1/2}$ = 54-56 s chủ yếu được sinh ra từ sự phân rã của hạt nhân ^{87}Br còn nhóm $T_{1/2}$ = 21-23 s chủ yếu được sinh ra từ sự phân rã của hạt nhân ^{137}I (hình 1.7). Ta hãy xét cụ thể hơn sơ đồ phân rã của ^{87}Br. Hạt nhân này ở trạng thái kích thích với thời gian bán rã 55,6 s và phân rã để tạo nên hạt nhân ^{87}Kr. Hạt nhân ^{87}Kr được tạo nên ở trạng thái kích thích cao với năng lượng 6 MeV đủ để phóng ra tức thời một nơtrôn và chuyển thành hạt nhân ^{86}Kr ở trạng thái bền. Năng lượng thừa khi phóng nơtrôn chuyển thành động năng nơtrôn. Hạt nhân ^{87}Br được gọi là hạt nhân tiền tố của nhóm nơtrôn trễ 55,6 s. Cũng như vậy, ^{137}I là hạt nhân tiền tố của nhóm nơtrôn trễ 22 s.

Như vậy, các nơtrôn phân hạch, ngoài phổ nơtrôn tức thời, có hai đặc trưng quan trọng là số nơtrôn trên một phân hạch ν và số nơtrôn trễ trong toàn bộ các nơtrôn trên một phân hạch β. Đại lượng ν phụ thuộc vào năng lượng, do đó nó đặc trưng cho sự phân biệt giữa lò phản ứng nơtrôn nhanh và nơtrôn nhiệt. Còn đại lượng β khác nhau đối với các hạt nhân khác nhau, do đó nó đặc trưng cho việc phân biệt giữa các dạng nhiên liệu. Đối với lò phản ứng nơtrôn nhiệt dùng nhiên liệu ^{235}U ta có ν = 2,41 và β = 0,64%, tức là trong số nơtrôn phân hạch có 0,64% nơtrôn trễ và 99,36% nơtrôn tức thời.

Trong lò phản ứng, suất ra nơtrôn trễ hiệu dụng $\beta_{eff} = \varepsilon \beta > \beta$, trong đó $\varepsilon > 1$. Điều này được giải thích như sau. Trên bảng 1.5 ta thấy rằng năng lượng trung bình của các nhóm nơtrôn trễ từ 0,25 MeV đến 0,62 Mev, nhỏ hơn năng lượng trung bình của các nơtrôn tức thời, vào cỡ 2 MeV. Do đó quãng chạy của nơtrôn trễ trong quá trình làm chậm nhỏ hơn nơtrôn tức thời và do đó xác suất rò nơtrôn trễ ra khỏi vùng hoạt lò phản ứng nhỏ hơn nơtrôn tức thời. Điều đó có nghĩa là về mặt tương đối, số nơtrôn trễ được tăng lên trong vùng hoạt lò phản ứng so với số nơtrôn tức thời.

1.3.5. Tiết diện phản ứng phân hạch

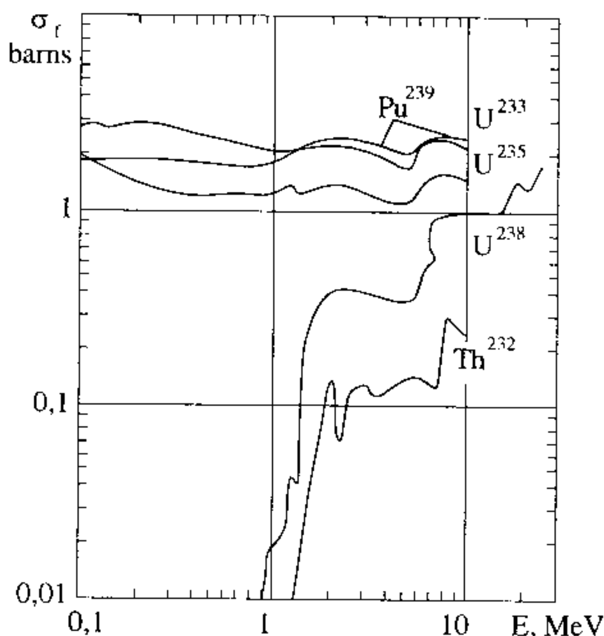


Hình 1.8. **Tiết diện phân hạch ^{235}U và ^{239}Pu**

(đường gạch nối - miền cộng hưởng)

Tiết diện phản ứng phân hạch σ_f phụ thuộc năng lượng nơtrôn giống như tiết diện chiếm phóng xạ. Trong miền nơtrôn nhiệt, tiết diện phân hạch ^{235}U có dạng gần với quy luật 1/v, trong miền năng lượng lớn hơn có các đỉnh cộng hưởng. Đối với ^{239}Pu có mặt cộng hưởng trong miền nơtrôn nhiệt và tiết diện khác nhiều với quy luật 1/v (hình 1.8).

Đối với tất cả các hạt nhân phân hạch tiết diện giảm cỡ hai bậc khi chuyển từ nơtrôn nhiệt sang nơtrôn nhanh. Tiết diện phân hạch của các hạt nhân ^{232}Th và ^{238}U có ngưỡng, bằng 0 đến cỡ 1 MeV rồi sau đó tăng đến giá trị cỡ 10^{-24} cm^2 và tăng dần theo năng lượng (hình 1.9).

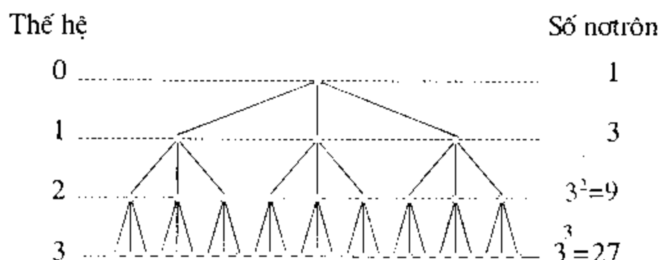


Hình 1.9. **Tiết diện phân hạch trong miền nơtrôn nhanh**

1.4. PHẢN ỨNG DÂY CHUYỀN VÀ NGUYÊN TẮC LÀM VIỆC CỦA LÒ PHẢN ỨNG HẠT NHÂN

Như đã trình bày ở trên, các nơtrôn phân hạch đóng vai trò quan trọng trong phản ứng dây chuyền. Trong một phân hạch hạt nhân ^{235}U bởi nơtrôn nhiệt phát ra trung bình $\nu = 2,41$ nơtrôn. Để đơn giản trong suy luận theo hình 1.10, giả sử trong một phân hạch xuất hiện 3 nơtrôn. Khi đó một nơtrôn ban đầu gây phân

hạch và sinh ra 3 nơtrôn khác, ta gọi nó là thế hệ nơtrôn thứ nhất. Ba nơtrôn này gây phân hạch và tạo nên $3^2 = 9$ nơtrôn của thế hệ thứ 2. Trong thế hệ thức 3 có $3^3 = 27$ nơtrôn. Cho đến thế hệ thứ 50 ta có $3^{50} \approx 10^{25}$ nơtrôn. Như vậy số nơtrôn tăng rất nhanh theo các thế hệ nơtrôn. *Đó là sự phát triển của phản ứng dây chuyền.*



Hình 1.10. **Sơ đồ nhân trong phản ứng dây chuyền**

Trong lò phản ứng, phản ứng dây chuyền thực hiện trong môi trường gồm vật liệu phân hạch (uran, plutôni v.v..), các chất làm chậm (nước, graphit v.v..), các chất hấp thụ (bo v.v..), các chất tải nhiệt (nước, natri lỏng v.v..) và vật liệu cấu trúc (nhôm, thép v.v..). Sau khi phân hạch, các nơtrôn được sinh ra là các nơtrôn nhanh, chúng tương tác với tất cả các vật liệu hợp phần, trong đó xảy ra tán xạ đàn hồi, tán xạ không đàn hồi, hấp thụ và phân hạch hạt nhân. Các chất làm chậm có tác dụng giảm năng lượng nơtrôn do quá trình tán xạ không đàn hồi và tán xạ đàn hồi. Nếu trong môi trường không có chất làm chậm thì các nơtrôn nhanh bị môi trường hấp thụ, do đó các hạt nhân nhiên liệu bị phân hạch do nơtrôn nhanh. Khi đó phản ứng dây chuyền thực hiện nhờ nơtrôn nhanh. Nếu trong môi trường có mặt chất làm chậm thì các nơtrôn bị làm chậm đến nơtrôn trung gian và nơtrôn nhiệt. Khi đó phản ứng dây chuyền thực hiện nhờ nơtrôn trung gian hay nơtrôn nhiệt.

Do tiết diện phân hạch đối với các nơtrôn nhiệt lớn hơn hàng trăm lần so với nơtrôn nhanh nên người ta thường cấu tạo môi trường nhân nơtrôn có nhiều chất làm chậm để làm chậm nơtrôn đến năng lượng nhiệt. Ở đây chúng ta chủ yếu xét đến môi trường như vậy, môi trường đó là vùng hoạt của lò phản ứng nơtrôn nhiệt. Hơn nữa chúng ta tập trung khảo sát lò phản ứng sử dụng nhiên liệu ^{235}U. Đối với nhiên liệu này, ngoài đồng vị ^{235}U thường có mặt đồng vị ^{238}U với thành phần phần trăm nào đó. Uran tự nhiên có độ giàu ^{235}U là $x = {}^{235}U / ({}^{235}U + {}^{238}U) = 0,714\%$ còn uran giàu có $x > 0,714\%$, ví dụ đối với lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt $x = 36\%$.

Khả năng nhân nơtrôn của môi trường vô hạn được đặc trưng bởi *hệ số nhân*

$$k_\infty = \frac{n_2}{n_1} = \eta\ \mu\ p\ f \qquad (1.16)$$

trong đó, n_1 và n_2 là các mật độ nơtrôn trong hai thế hệ kế tiếp nhau. Công thức (1.16) thường được gọi là *công thức 4 thừa số*, vì nó chứa 4 thừa số η, μ, p và f:

- Thừa số η là số nơtrôn nhanh sinh ra khi hạt nhân uran hấp thụ 1 nơtrôn nhiệt.

- Thừa số μ là hệ số nhân trên nơtrôn nhanh, cho biết lượng nơtrôn nhanh sinh ra khi phân hạch ^{238}U do nơtrôn nhanh.

- Thừa số p là xác suất tránh hấp thu cộng hưởng cho biết phần nơtrôn nhanh được làm chậm và không bị ^{238}U chiếm trong miền năng lượng cộng hưởng.

- Thừa số f là hệ số sử dụng nơtrôn nhiệt, cho biết phần nơtrôn nhiệt được uran hấp thụ so với số nơtrôn nhiệt bị toàn bộ vật liệu trong vùng hoạt hấp thụ.

Đối với vùng hoạt của lò phản ứng, là một môi trường nhân hữu hạn, *hệ số nhân hiệu dụng* bằng :

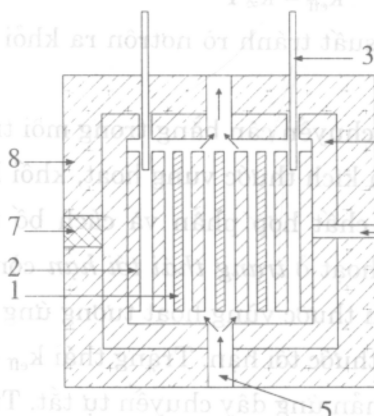
$$k_{eff} = k_{\infty} P \qquad (1.17)$$

trong đó $P < 1$ là xác suất tránh rò nơtrôn ra khỏi môi trường hữu hạn ta xét.

Để phản ứng dây chuyền cân bằng trong môi trường vùng hoạt hữu hạn thì phải chọn kích thước vùng hoạt, khối lượng nhiên liệu phân hạch, tỷ lệ các chất hợp phần và cách bố trí tính sao cho $k_{eff} = 1$. Khi đó vùng hoạt ở *trạng thái tới hạn* còn khối lượng vật liệu phân hạch và kích thước vùng hoạt tương ứng được gọi là khối lượng tới hạn và kích thước tới hạn. Trạng thái $k_{eff} < 1$ là *trạng thái dưới tới hạn*, khi đó phản ứng dây chuyền tự tắt. Trạng thái $k_{eff} > 1$ là *trạng thái trên tới hạn*, phản ứng dây chuyền phát triển.

Cấu trúc chung của lò phản ứng nơtrôn nhiệt gồm vùng hoạt, vành phản xạ, hệ thống tải nhiệt, các kênh thí nghiệm và tường bê tông bảo vệ (hình 1.11). Vùng hoạt gồm các thanh nhiên liệu, chất làm chậm và các thanh điều khiển. Trong lò nước – nước thì nước đóng vai trò chất làm chậm và chất tải nhiệt. Vùng hoạt được phân thành hai loại : đồng nhất và không đồng nhất. Trong vùng hoạt đồng nhất nhiên liệu phân hạch và chất làm chậm được trộn đều nhau. Còn vùng hoạt không đồng nhất cấu tạo từ các thanh nhiên liệu và chất làm chậm riêng biệt nhau, thường được đặt xen kẽ nhau. Đối với vùng hoạt loại này, nước chảy qua các thanh nhiên liệu để lấy nhiệt từ thanh nhiên liệu ra ngoài. Vành phản xạ có tác dụng giữ nơtrôn lại trong vùng hoạt. Ngoài các kênh thí nghiệm, là các kênh để đưa nơtrôn ra ngoài, còn có cột nhiệt, có nhiệm vụ tạo nên một vùng có nhiều nơtrôn nhiệt. Cột nhiệt thường cấu tạo từ

graphit. Tường bê tông bảo vệ có tác dụng cản trở các tia bức xạ từ lò phản ứng ra ngoài nhằm bảo vệ sinh học cho con người làm việc xung quanh lò.



Hình 1.11. **Sơ đồ lò phản ứng nơtrôn nhiệt**

1- Thanh nhiên liệu
2- Chất làm chậm
3- Thanh điều khiển
4- Vành phản xạ
5- Hệ thống tải nhiệt
6- Kênh thí nghiệm
7- Cột nhiệt
8- Bê tông bảo vệ sinh học

1.5. PHÂN LOẠI CÁC LÒ PHẢN ỨNG HẠT NHÂN

1.5.1. Phân loại các lò phản ứng theo mục đích sử dụng

Như đã trình bày ở trên, phản ứng phân hạch hạt nhân cho các hiệu ứng sau : tỏa năng lượng, sinh các bức xạ hạt nhân (nơtrôn, gamma v.v..) và các nguyên tố hóa học mới (các sản phẩm phân hạch). Vì vậy các lò phản ứng được phân thành hai nhóm lớn. Nhóm thứ nhất gồm các lò năng lượng, trong đó chủ yếu sử dụng nhiệt năng, và nhóm thứ hai gồm các lò sử dụng các bức xạ hạt nhân và các sản phẩm phân hạch.

a) Lò phản ứng năng lượng

Loại lò này được sử dụng trong các nhà máy điện nguyên tử, trong đó dùng nguồn nhiệt biến nước thành hơi nước để quay tuốc bin sản xuất điện. Người ta còn dùng lò phản ứng năng lượng để cung cấp nhiệt cho các nhu cầu công nghiệp và đời sống. Các lò năng lượng kích thước bé được thiết kế cho các phương tiện vận tải như tàu thủy, máy bay, tên lửa, đặc biệt chúng được ứng dụng thành công trong các tàu hạm đội và tàu phá băng.

Tuy nhiên trong các lò phản ứng năng lượng không phải chỉ dùng nhiệt năng mà chúng thường được thiết kế với hai mục đích : sử dụng nhiệt năng và sản xuất nhiên liệu hạt nhân (tái sinh nhiên liệu). Chẳng hạn đó là các lò phản ứng chế tạo ^{239}Pu từ ^{238}U hay ^{233}U từ ^{232}Th. Nếu lò phản ứng tái sinh có thể sản xuất số lượng nhiên liệu mới nhiều hơn số lượng nguyên liệu đã cháy thì đó là lò phản ứng nhân nhiên liệu.

b) Lò phản ứng sử dụng các bức xạ hạt nhân

Nhóm thứ 2 là các lò phản ứng sử dụng các bức xạ hạt nhân và các sản phẩm phân hạch. Nhóm này có thể chia làm 3 nhóm con :

- *Các lò phản ứng nghiên cứu* : Sử dụng các bức xạ nơtrôn và γ trong các nghiên cứu khoa học và kỹ thuật, nói riêng, để chiếu xạ các vật liệu hạt nhân (các lò nghiên cứu vật liệu). Để nghiên cứu một cách chính xác các thông số vật lý lò, người ta sử dụng các cơ cấu tới hạn, tức là các lò phản ứng công suất gần bằng không, trong đó không có hệ thống tải nhiệt.

- *Lò phản ứng sản xuất* : Dùng để sản xuất một lượng lớn nhiên liệu ^{239}Pu (lò phản ứng công nghiệp) hay để sản xuất các chất đồng vị phóng xạ (lò phản ứng đồng vị).

- *Các lò phản ứng chiếu xạ* : Gồm lò phản ứng xử lý vật liệu bằng các bức xạ nơtrôn hay γ với mục đích nâng cao các tính chất

của chúng ; lò phản ứng hóa hạt nhân sử dụng các bức xạ hạt nhân, trong đó có động năng của các mảnh vỡ phân hạch, để thực hiện và gia tốc các phản ứng hóa học ; lò phản ứng như nguồn nơtrôn dùng để phân tích kích hoạt các thành phần vật liệu ; lò phản ứng để chiếu xạ sinh y học, chiếu xạ thực phẩm v.v..

Một lò phản ứng hạt nhân bất kỳ đều sinh ra nhiệt, các bức xạ hạt nhân và các nguyên tố hóa học mới. Tuy nhiên tùy theo chức năng cơ bản của mình, lò phản ứng chỉ sử dụng một hoặc cùng lắm là hai, trong số các hiệu ứng nói trên. Các chức năng khác, chẳng hạn việc sử dụng nhiệt trong lò phản ứng nghiên cứu hay bức xạ hạt nhân trong lò phản ứng giao thông, không được thực hiện. Cùng với sự phát triển của ngành năng lượng hạt nhân người ta phối hợp các chức năng và cố gắng sử dụng một cách cực đại các khả năng của lò phản ứng.

Việc phân loại các lò phản ứng theo các chức năng của chúng, tức là theo các hiệu ứng của các phản ứng phân hạch hạt nhân, là cơ bản. Mỗi loại lò phản ứng với chức năng cho trước có thể xây dựng bằng nhiều cách khác nhau bởi việc lựa chọn dạng và thông số chất tải nhiệt, loại vỏ chứa chịu áp suất của chất tải nhiệt, cấu trúc và các thành phần vật liệu vùng hoạt, phương pháp điều khiển lò phản ứng v.v.. Như vậy các lò phản ứng cũng được phân loại theo các đặc điểm về vật lý, về kỹ thuật và các phương pháp khai thác.

1.5.2. Phân loại các lò phản ứng theo các đặc trưng vật lý

Sự phân loại các lò phản ứng theo các đặc trưng vật lý tiến hành theo các dấu hiệu sau đây :

- Theo năng lượng nơtrôn, có các lò phản ứng nơtrôn nhiệt, nơtrôn trung gian và nơtrôn nhanh.

- Theo dạng chu trình nhiên liệu, có các lò phản ứng làm việc trong chu trình nhiên liệu uran, plutôni và thôri.

- Theo hệ số tái sinh nhiên liệu, có lò phản ứng đốt nhiên liệu nếu hệ số tái sinh bé hơn một và lò phản ứng nhân nhiên liệu nếu hệ số tái sinh lớn hơn một.

1.5.3. Phân loại các lò phản ứng theo các đặc trưng kỹ thuật

Các lò phản ứng được phân loại theo các đặc trưng kỹ thuật bao gồm :

- Theo các yếu tố giữ áp lực chất tải nhiệt, có lò phản ứng vỏ chịu lực nếu vỏ lò giữ áp lực chất tải nhiệt, lò phản ứng kênh chịu lực nếu từng kênh nhiên liệu giữ áp lực chất tải nhiệt, lò phản ứng vỏ và kênh chịu lực là lò kết hợp cả vỏ và các kênh giữ áp lực chất tải nhiệt.

- Theo dạng chất tải nhiệt và chất làm chậm, có lò nước - nước nếu dùng nước làm chất tải nhiệt và chất làm chậm, lò nhiệt với chất làm chậm là nước nặng hay graphit, lò nhanh với chất tải nhiệt là natri hay hêli v.v..

- Theo trạng thái của nước tải nhiệt, có lò nước sôi và lò dưới áp suất.

- Theo số vòng tuần hoàn của hệ thống tải nhiệt, có lò phản ứng một vòng tuần hoàn hay lò phản ứng với chu trình sinh hơi trực tiếp, lò phản ứng 2 vòng tuần hoàn và lò phản ứng 3 vòng tuần hoàn.

- Theo cấu trúc và dạng của vùng hoạt, có các lò phản ứng đồng nhất và không đồng nhất với vùng hoạt có dạng hình trụ, hình hộp và hình cầu.

- Theo khả năng di chuyển, có lò phản ứng tĩnh, lò phản ứng di động và lò phản ứng có thể di động được.

- Theo thời gian hoạt động, có lò phản ứng hoạt động liên tục, lò phản ứng hoạt động xung và lò phản ứng hoạt động gián đoạn.

1.5.4. Phân loại các lò phản ứng theo phương pháp khai thác

Các lò phản ứng được phân loại theo phương pháp khai thác dựa trên các dấu hiệu sau đây :

- Theo chế độ làm việc, có lò làm việc ở công suất danh định và lò làm việc với công suất thay đổi theo một chương trình vạch sẵn.

- Theo phương pháp thay đổi nhiên liệu trong vùng hoạt, có lò phản ứng thay đổi nhiên liệu liên tục, từng phần và toàn bộ.

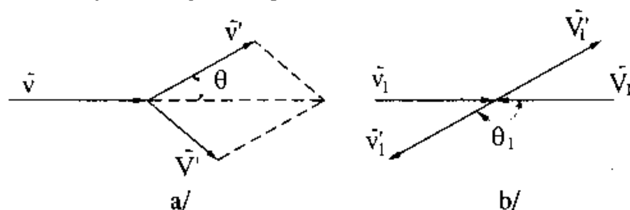
Chương 2

LÀM CHẬM VÀ KHUẾCH TÁN NƠTRÔN

2.1. CƠ CHẾ LÀM CHẬM NƠTRÔN

Khi tán xạ đàn hồi lên các hạt nhân chất làm chậm, nơtrôn truyền một phần năng lượng của mình cho các hạt nhân và mất dần vận tốc, nghĩa là được làm chậm. Quá trình làm chậm nơtrôn đóng vai trò quan trọng vì kích thước tới hạn của vùng hoạt phụ thuộc vào hiệu ứng làm chậm nơtrôn.

Ta hãy xét quá trình tán xạ đàn hồi của nơtrôn khối lượng 1, vận tốc v lên hạt nhân đứng yên có khối lượng A. Sau va chạm nơtrôn có vận tốc v' và hạt nhân có vận tốc V'. Trong hệ tâm quán tính (hình 2.1), nơtrôn và hạt nhân có vận tốc trước va chạm là v_1 và V_1, sau va chạm là v_1' và V_1'.



Hình 2.1. **Sơ đồ tán xạ đàn hồi của nơtrôn lên hạt nhân trong hệ tọa độ phòng thí nghiệm (a) và hệ tọa độ tâm quán tính (b)**

Vận tốc tâm quán tính là $V_c = \dfrac{v}{A+1}$, do đó vận tốc nơtrôn trước va chạm trong hệ tâm quán tính là :

$$v_1 = v - V_c = \frac{A}{A+1} v.$$

Do tổng động lượng trong hệ tâm quán tính bằng không nên:

$$v_1 = AV_1 \text{ , từ đó } V_1 = \frac{1}{A+1} v.$$

Từ biểu thức bảo toàn năng lượng trong hệ tâm quán tính

$$\frac{v'^2_1}{2} + \frac{A}{2} V'^2_1 = \frac{v_1^2}{2} + \frac{A}{2} V_1^2 \qquad \text{và} \qquad v'_1 = AV'_1$$

ta có $\quad v_1' = \dfrac{A}{A+1} v \qquad$ và $\quad V_1' = \dfrac{1}{A+1} v.$

Các vận tốc nơtrôn trong hệ tọa độ phòng thí nghiệm và hệ tọa độ tâm quán tính liên hệ với nhau theo biểu thức :

$$\vec{v}' = \vec{V}_c + \vec{v}'_1$$

hay :

$$v'^2 = V_c^2 + v'^2_1 + 2V_c v'_1 \cos\theta_1$$

trong đó θ_1 là góc bay của nơtrôn trong hệ tâm quán tính.

Bằng phép biến đổi đơn giản ta có :

$$v'^2 = \frac{v^2}{(A+1)^2}(A^2 + 2A\cos\theta_1 + 1).$$

Từ đó ta có tỷ số động năng nơtrôn sau va chạm so với trước va chạm là :

$$\frac{E'}{E} = \frac{v'^2}{v^2} = \frac{A^2 + 2A\cos\theta_1 + 1}{(A+1)^2}$$

hay :

$$\frac{E'}{E} = \frac{1+\varepsilon}{2} + \frac{1-\varepsilon}{2}\cos\theta_1 \qquad (2.1)$$

trong đó
$$\varepsilon = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2. \qquad (2.2)$$

Khi $\theta_1 = 0$, $\cos\theta_1 = 1$ thì $\frac{E'}{E} = 1$, tức là nơtrôn không thay đổi năng lượng khi va chạm. Nói khác đi, độ mất năng lượng nơtrôn bằng 0.

Khi $\theta_1 = \pi$, $\cos\theta_1 = -1$ thì $\frac{E'}{E} = \varepsilon$, tức là nơtrôn thay đổi năng lượng khi va chạm từ E sang $E' = \varepsilon E$. Độ mất năng lượng nơtrôn đạt cực đại và bằng $E - E' = (1 - \varepsilon) E$.

Như vậy, sau khi va chạm đàn hồi, nơtrôn có năng lượng E' thỏa mãn điều kiện :

$$\varepsilon E \leq E' \leq E$$

Tham số va chạm ξ

Để biểu thị độ mất năng lượng khi va chạm đàn hồi, người ta dùng tham số va chạm hay độ mất năng lượng logarit trung bình

$$\xi = \overline{\ln \frac{E}{E'}} \qquad (2.3)$$

trong đó dấu gạch ngang ký hiệu việc lấy trung bình theo số các nơtrôn tham gia tán xạ và theo các góc tán xạ. Giả sử có N nơtrôn tán xạ tại điểm P trong hệ tâm quán tính và tán xạ đẳng hướng (hình 2.2).

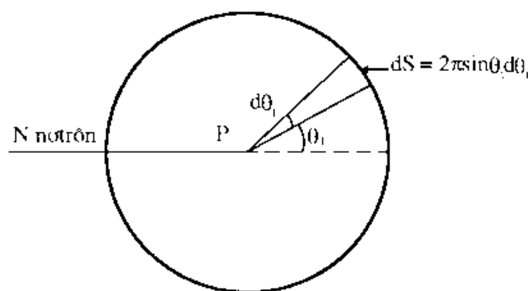
Khi đó số nơtrôn tán xạ trong khoảng góc θ_1 đến $\theta_1 + d\theta_1$ là

$$dN = 2\pi N \sin\theta_1 \, d\theta_1.$$

Theo định nghĩa của ξ ta có

$$\xi = \frac{1}{4\pi N}\int_0^{\pi} \ln \frac{E}{E'} dN = \frac{1}{1-\varepsilon}\int_0^{\varepsilon} \ln x dx \quad \text{với } x = \frac{E'}{E}$$

do đó :
$$\xi = 1 + \frac{\varepsilon \ln \varepsilon}{1 - \varepsilon}. \qquad (2.4)$$



Hình 2.2. **Sơ đồ tính ξ**

Với A >> 1 công thức (2.4) có dạng gần đúng như sau :

$$\xi = \frac{3}{1 + 1{,}5A} \tag{2.5}$$

$$\xi^{-1} = \frac{A}{2} + \frac{1}{3} + \frac{1}{18A}\,. \tag{2.6}$$

Các biểu thức (2.4) – (2.6) cho thấy tham số làm chậm ξ không phụ thuộc vào năng lượng nơtrôn và chỉ phụ thuộc vào đại lượng $\varepsilon = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$, nghĩa là vào số khối lượng A của hạt nhân chất làm chậm.

Lethargy

Lethargy là hàm phụ thuộc năng lượng E của nơtrôn theo biểu thức sau :

$$U(E) = \ln\frac{E_0}{E} \tag{2.7}$$

trong đó $E_0 \approx 2$ MeV là năng lượng trung bình của phổ nơtrôn phân hạch. Đối với nơtrôn nhiệt ta có :

$$U_T = U\,(E_T) = \ln\frac{2.10^6}{0{,}025} = 18{,}2. \tag{2.8}$$

Theo biểu thức (2.7), lethargy là mức độ làm chậm của nơtrôn, tăng khi năng lượng E giảm. Đối với nơtrôn phân hạch, nghĩa là khi chưa làm chậm, thì $U(E_0) = 0$.

Khi nơtrôn nhanh được làm chậm đến nơtrôn nhiệt ta có $U_T = 18,2$.

Số va chạm S

Số va chạm cần thiết để làm chậm nơtrôn từ năng lượng E_1 đến năng lượng E_2 là :

$$S\,(E_1, E_2) = \frac{1}{\xi}\ln\frac{E_1}{E_2}. \tag{2.9}$$

Dùng khái niệm lethargy ta được

$$S\,(E_1, E_2) = \frac{1}{\xi}\left(\ln\frac{E_0}{E_2} - \ln\frac{E_0}{E_1}\right) = \frac{1}{\xi}\left(U_2 - U_1\right). \tag{2.10}$$

Số va chạm cần thiết để chuyển từ nơtrôn nhanh có năng lượng $E_0 = 2$ MeV đến nơtrôn nhiệt có năng lượng $E_T = 0,025$ eV là :

$$S_T = S\,(E_0,E_T) = \frac{U_T}{\xi} = \frac{18,2}{\xi} \tag{2.11}$$

Trên bảng 2.1 dẫn ra các giá trị ξ và S_T đối với một số chất làm chậm.

Từ các biểu thức (2.2), (2.4), (2.5), (2.6) và (2.11) và bảng 2.1 thấy rằng khi số khối lượng của các hạt nhân tăng thì ξ giảm và do đó số va chạm cần thiết để chuyển từ nơtrôn nhanh đến nơtrôn nhiệt tăng. Điều này cho thấy rằng *các hạt nhân nhẹ có tác dụng làm chậm tốt hơn các hạt nhân nặng.*

Bảng 2.1. **Các thông số đối với một số chất làm chậm**

Chất làm chậm	Mật độ γ (g/cm^3)	N 10^{24}/cm^3	ξ	S_T	$\xi\Sigma_s$	$\xi\Sigma_s / \Sigma_a$
H_2O	1	0,0335	0,948	~18,2	1,350	61
D_2O	1,1	0,0331	0,570	31,8	0,188	5700
Be	1,85	0,1236	0,209	86	0,155	125
BeO	3	0,0728	0,173	105	0,120	170
C	1,6	0,0803	0,158	114	0,061	205

Tuy nhiên để xét tính chất làm chậm của vật chất, cần tính đến tiết diện tán xạ và hấp thụ nơtrôn. Các tính chất này được phản ảnh trong 2 đại lượng sau đây.

Khả năng làm chậm: $\xi \Sigma_s$ (2.12)

Hệ số làm chậm: $\xi \Sigma_s / \Sigma_a$ (2.13)

Trong đó $\Sigma_s = N\sigma_s$ và $\Sigma_a = N\sigma_a$ là các tiết diện vĩ mô tán xạ và hấp thụ nơtrôn, N là mật độ các hạt nhân của chất làm chậm.

Biểu thức (2.12) cho thấy rằng khả năng làm chậm lớn khi ξ càng lớn và Σ_s càng lớn, khi đó nơtrôn càng chóng được làm chậm. Mặt khác, vật chất càng ít hấp thụ, tức là Σ_a càng bé thì nơtrôn được làm chậm mà ít hấp thụ trong quá trình làm chậm. Do đó hệ số làm chậm $\xi\Sigma_s /\Sigma_a$ đặc trưng cho tính chất làm chậm của môi trường. *Đại lượng này càng lớn, chất làm chậm càng tốt.*

Trong bảng 2.1 dẫn ra các giá trị $\xi \Sigma_s$ và $\xi \Sigma_s / \Sigma_a$ đối với một số chất làm chậm. Từ bảng này thấy rằng nước nặng có hệ số làm chậm lớn nhất, đó là vật liệu làm chậm tốt nhất. Nước nặng được dùng làm chất làm chậm trong lò phản ứng với nhiên liệu uran thiên nhiên. Graphit và nước có thể dùng làm chất làm chậm trong lò phản ứng với nhiên liệu uran giàu, là uran trong đó đã nâng cao nồng độ đồng vị ^{235}U. Nước không có hệ số làm chậm cao song giá thành rẻ, dễ sản xuất, dễ sử dụng và nó đồng thời đóng vai trò chất tải nhiệt, do đó nước được sử dụng rộng rãi trong lò phản ứng.

2.2. PHỔ NĂNG LƯỢNG CỦA NƠTRÔN LÀM CHẬM

Giả sử rằng các nơtrôn sinh ra phân bố đều theo toàn thể tích chất làm chậm. Các nơtrôn này bị làm chậm và tạo nên một phổ năng lượng kéo dài từ nơtrôn nhanh đến nơtrôn nhiệt. Dạng của phổ nơtrôn phụ thuộc vào tính chất tán xạ của chất làm chậm, vào sự hấp thụ nơtrôn trong quá trình làm chậm và sự rò nơtrôn ra khỏi chất làm chậm.

2.2.1. Chất làm chậm không hấp thụ nơtrôn

Ta xét trường hợp chất làm chậm có kích thước vô hạn và không hấp thụ nơtrôn. Như vậy phổ năng lượng nơtrôn chỉ phụ thuộc vào tính chất tán xạ của chất làm chậm. Giả sử có Q_0 nơtrôn năng lượng E_0 sinh ra trong môi trường thể tích 1 cm^3 trong thời gian 1 s. Khi làm chậm, số nơtrôn Q trong thể tích 1 cm^3 và thời gian 1 s cắt giá trị năng lượng E được gọi là *mật độ làm chậm*. Trong môi trường không có chất hấp thụ thì $Q = Q_0$ còn trong môi trường có chất hấp thụ ta có $Q < Q_0$.

Trong môi trường làm chậm, độ dài tán xạ của nơtrôn là $\lambda_s = 1/\Sigma_s$. Khi đó nơtrôn với vận tốc v chuyển động trong thời gian Δt một quãng đường $v\,\Delta t$ và chịu số va chạm bằng $v\Delta t/\lambda_s$. Sau $v\Delta t/\lambda_s$ va chạm, độ mất năng lượng tương đối là :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{v\Delta t}{\lambda_s}\overline{\frac{\Delta E}{E}} = \frac{v\Delta t}{\lambda_s}\overline{\Delta \ln E} = \frac{v\Delta t}{\lambda_s}\overline{\ln\frac{E}{E'}}$$

hay :

$$\frac{\Delta E}{E} = \xi\frac{v\Delta t}{\lambda_s} = \xi\Sigma_s v\Delta t\,. \qquad (2.14)$$

Gọi t là thời gian làm chậm toàn bộ thì số nơtrôn làm chậm toàn bộ trong môi trường không hấp thụ là :

$$Qt = Q\int dt = \int\frac{Q\lambda_s}{\xi vE}dE\,.$$

Như vậy số nơtrôn n(E)dE có năng lượng trong khoảng E đến E + dE là :

$$n(E)\,dE = \frac{Q\lambda_s}{\xi v}\frac{dE}{E}\,.$$

Hay mật độ nơtrôn là :

$$n(E) = \frac{Q\lambda_s}{\xi v}\frac{1}{E} = \frac{Q}{\xi\Sigma_s v}\frac{1}{E}. \qquad (2.15)$$

Ngoài mật độ n(E) người ta thường dùng mật độ thông lượng nơtrôn :

$$\varphi(E) = n(E)\,v. \qquad (2.16)$$

Đại lượng này có thứ nguyên nơtrôn / (cm^2s MeV).

Thay (2.15) vào (2.16) ta có :

$$\varphi(E) = \frac{Q}{\xi\Sigma_s}\frac{1}{E}. \qquad (2.17)$$

Do $\frac{Q}{\xi\Sigma_s}$ là hằng số đối với vật liệu làm chậm cho trước nên *mật độ thông lượng nơtrôn tỷ lệ nghịch với năng lượng nơtrôn.* Biểu thức (2.17) miêu tả phổ năng lượng nơtrôn làm chậm, được gọi là *phổ Fermi.*

2.2.2. Chất làm chậm có hấp thụ nơtrôn

Đối với chất làm chậm có hấp thụ nơtrôn, phổ năng lượng cũng có dạng phổ Fermi theo công thức (2.17), trong đó mật độ làm chậm Q phụ thuộc vào tính chất hấp thụ của môi trường. Môi trường hấp thụ nơtrôn thường gặp là vùng hoạt gồm chất làm chậm và nhiên liệu uran, trong đó có các đồng vị ^{235}U và ^{238}U. Các hạt nhân ^{238}U hấp thụ rất mạnh nơtrôn trong miền năng lượng cộng hưởng. Do khối lượng ^{238}U rất lớn nên đối với nó có thể bỏ qua sự tán xạ nơtrôn.

Khi nơtrôn rơi vào vùng hấp thụ cộng hưởng của ^{238}U thì số nơtrôn hấp thụ trong 1 cm^3 và 1 s trong khoảng năng lượng $E \div E + dE$:

$$dQ = \varphi(E)\Sigma_a(E)dE \qquad (2.18)$$

trong đó φ(E) thay cho biểu thức (2.17) ta viết

$$\varphi(E) = \frac{Q}{\xi(\Sigma_s + \Sigma_a)}\frac{1}{E}.$$

Do đó (2.18) trở thành :

$$dQ = Q\frac{\Sigma_a}{\xi(\Sigma_s + \Sigma_a)}\frac{dE}{E}.$$

Tích phân phương trình này ta được :

$$Q = Q_0 \exp\left[-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\xi(\Sigma_s + \Sigma_a)}\frac{dE}{E}\right]. \tag{2.19}$$

Như vậy, phổ năng lượng nơtrôn làm chậm trong môi trường làm chậm có hấp thụ là :

$$\varphi(E) = \frac{Q_0}{\xi\Sigma_s E}\exp\left[-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\xi(\Sigma_s + \Sigma_a)}\frac{dE}{E}\right]. \tag{2.20}$$

Biểu thức (2.19) cho số nơtrôn được làm chậm đến năng lượng E và tránh hấp thụ cộng hưởng. Khi $\Sigma_a = 0$ thì $Q = Q_0$. Như vậy *xác xuất tránh hấp thụ cộng hưởng* là :

$$p = \frac{Q}{Q_0} = \exp\left[-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\xi(\Sigma_s + \Sigma_a)}\frac{dE}{E}\right]. \tag{2.21}$$

Do Σ_s và ξ không đổi trong miền cộng hưởng nên có thể viết :

$$p = \exp\left[-\frac{N_a}{\xi\Sigma_s}\int_E^{E_0}\sigma_a \frac{\Sigma_s}{(\Sigma_s + \Sigma_a)}\frac{dE}{E}\right] \tag{2.22}$$

trong đó N_a là số hạt nhân của chất hấp thụ trong 1 cm^3, chẳng hạn số hạt nhân ^{238}U trong trường hợp ta đang xét.

Để thuận tiện người ta dùng *tiết diện hấp thụ hiệu dụng*.

$$(\sigma_a)_{eff} = \sigma_a \frac{\Sigma_s}{(\Sigma_s + \Sigma_a)} \tag{2.23}$$

và *tích phân cộng hưởng hiệu dụng* :

$$I_{eff} = \int_{E}^{E_0} (\sigma_a)_{eff} \frac{dE}{E} . \qquad (2.24)$$

Khi đó xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng có dạng :

$$p = \exp\left(- \frac{N_a I_{eff}}{\xi N_s \sigma_s} \right) \qquad (2.25)$$

trong đó, N_s là mật độ hạt nhân chất làm chậm. Biểu thức (2.25) biểu thị sự phụ thuộc xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng vào tỷ số mật độ hạt nhân làm chậm N_s và mật độ hạt nhân hấp thụ N_a. Tỷ số này càng cao thì xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng càng lớn. Tuy nhiên tỷ số này lớn sẽ giảm hệ số sử dụng nơtrôn nhiệt f. Do đó cần chọn chế độ tối ưu giữa hai yêu cầu ngược nhau này để hệ số nhân (1.16) đạt giá trị cực đại. Biểu thức nêu trên đối với xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng được dẫn ra cho môi trường đồng nhất, là các môi trường gồm các thành phần vật chất trộn đều nhau. Nếu với cùng tỷ số N_s/N_a ta thay hệ đồng nhất bằng hệ không đồng nhất, trong đó nhiên liệu và chất làm chậm đặt xen kẽ nhau, thì có thể giảm tích phân cộng hưởng hiệu dụng, do đó tăng xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng. Điều đó giải thích dựa trên các lập luận như sau :

Các nơtrôn nhanh đi xuyên qua thanh uran mà không bị làm chậm vì số khối lượng của uran rất lớn, do đó quá trình làm chậm chủ yếu xảy ra trong chất làm chậm. Tại chất làm chậm, các nơtrôn nhanh chuyển thành nơtrôn nhiệt mà không bị hấp thụ trong miền cộng hưởng. Sau khi được làm chậm đến nơtrôn nhiệt chúng mới rơi vào thanh uran để gây phản ứng phân hạch.

Nếu sau khi được làm chậm trong chất làm chậm không phải các nơtrôn đều trở thành nơtrôn nhiệt mà còn các nơtrôn cộng hưởng và các nơtrôn này rơi vào thanh uran thì chúng hầu như bị

hấp thụ ở bề mặt ngoài thanh do nồng độ các hạt nhân ^{238}U lớn. Mặt khác các nơtrôn nhiệt đi qua thanh uran và gây phản ứng phân hạch ở mặt ngoài lẫn bên trong thanh, do đó số tương đối các nơtrôn bị hấp thụ cộng hưởng trong thanh uran bị giảm đi. Đó là hiệu ứng che chắn.

Như vậy, hệ không đồng nhất có ưu điểm hơn hệ đồng nhất về mặt tăng xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng. Mặt khác về phương diện kiến trúc, hệ không đồng nhất thuận tiện ở chỗ các thanh nhiên liệu được tách riêng ra, việc thay thế chúng dễ dàng hơn hệ đồng nhất.

2.3. KHUẾCH TÁN NƠTRÔN

Các nơtrôn tự do trong môi trường vật chất va chạm nhiều lần với các hạt nhân và trong mỗi va chạm bị tán xạ theo phương tùy ý. Do đó nơtrôn chuyển động hỗn loạn trong môi trường, tức là chúng được khuếch tán trong môi trường vật chất. Quỹ đạo chuyển động của từng nơtrôn không thể tiên đoán chính xác về mặt lý thuyết mà quá trình khuếch tán của một số rất lớn nơtrôn được miêu tả bằng phương pháp thống kê.

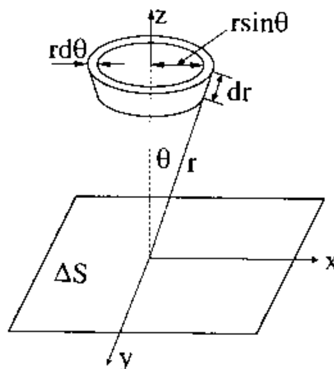
2.3.1. Mật độ dòng nơtrôn

Ta hãy xét một yếu tố diện tích ΔS trên mặt phẳng xy nằm trong thể tích lớn chất làm chậm, trong đó xảy ra quá trình khuếch tán nơtrôn (hình 2.3). Tính mật độ dòng nơtrôn đi qua diện tích ΔS này theo phương z. Đại lượng này phụ thuộc vào mật độ thông lượng nơtrôn Φ và gradient của nó theo phương z.

Mật độ thông lượng nơtrôn Φ phụ thuộc vào các tọa độ không gian, thời gian và phương bay của nơtrôn. Sự thay đổi Φ theo các phương x và y không ảnh hưởng đến dòng nơtrôn theo phương z, do đó chúng có thể bỏ qua. Trong phép gần đúng bậc nhất ta có :

$$\Phi = \Phi_0 + z\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0 = \Phi_0 + r\cos\theta\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0 \qquad (2.26)$$

trong đó, chỉ số 0 cho biết các giá trị tương ứng được tính ở gốc tọa độ.



Hình 2.3. **Tính mật độ dòng nơtrôn**

Xét yếu tố thể tích dV có cạnh dr, chiều dày rdθ và bán kính trong r sinθ. Thể tích yếu tố này bằng:

$$dV = 2\pi r\sin\theta r d\theta dr.$$

Số va chạm dẫn tới sự tán xạ trong thể tích dV và 1 s là :

$$\Phi\Sigma_s dV.$$

Với tán xạ đẳng hướng, xác suất để nơtrôn, sau khi tán xạ trong yếu tố thể tích dV, chuyển động theo phương r qua yếu tố diện tích ΔS là:

$$\frac{\Delta S\cos\theta}{4\pi r^2}$$

trong đó $4\pi r^2$ là diện tích mặt cầu bán kính r và $\Delta S\cos\theta$ là hình chiếu diện tích ΔS theo phương vuông góc với r.

Mặt khác số nơtrôn khi di chuyển theo phương r tới mặt ΔS bị tán xạ và giảm đi theo hàm $e^{\Sigma_s r}$.

Như vậy số nơtrôn dN sau tán xạ trong yếu tố dV và đạt tới yếu tố ΔS bằng :

$$dN = \Phi\, \Sigma_s dV \frac{\Delta S \cos\theta}{4\pi r^2}\, e^{-\Sigma_s r}$$

Thay Φ theo (2.26) vào biểu thức trên và lấy tích phân theo r và θ ta được mật độ dòng J_- qua mặt ΔS theo chiều từ trên xuống (ngược với phương trục z) :

$$J_- = \frac{N}{\Delta S} = \frac{1}{\Delta S}\int_0^{\pi/2}\int_0^{\infty} dN$$

$$= \frac{\Sigma_s}{2}\int_0^{\pi/2}\int_0^{\infty}\left[\Phi_0 + r\cos\theta\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0\right]\sin\theta\cos\theta e^{-\Sigma_s r}\, d\theta dr\,.$$

Tích phân gồm 2 phần

$$J_- = J_-(1) + J_-(2)$$

trong đó :

$$J_-(1) = \frac{\Phi_0\Sigma_s}{2}\int_0^{\pi/2}\int_0^{\infty} e^{-\Sigma_s r} dr\cos\theta\sin\theta d\theta = \frac{\Phi_0}{4}$$

$$J_-(2) = \left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0 \frac{\Sigma_s}{2}\int_0^{\pi/2}\int_0^{\infty} r e^{-\Sigma_s r} dr\cos^2\theta\sin\theta d\theta = \frac{1}{6\Sigma_s}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0$$

Như vậy :

$$J_- = \frac{\Phi_0}{4} + \frac{1}{6\Sigma_s}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0. \tag{2.27}$$

Mật độ dòng nơtrôn J_+ cắt mặt ΔS theo chiều từ dưới lên trên (theo phương trục z) cũng được tính tương tự, trong đó tích phân theo θ thực hiện từ π/2 đến π. Kết quả như sau:

$$J_+ = \frac{\Phi_0}{4} - \frac{1}{6\Sigma_s}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0. \tag{2.28}$$

Mật độ dòng nơtrôn toàn phần qua mặt ΔS theo phương thẳng đứng là :

$$J = J_{+} - J_{-} = -\frac{1}{3\Sigma_s}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0 = -\frac{\lambda_s}{3}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0 . \qquad (2.29)$$

Theo biểu thức này, thứ nguyên của mật độ dòng trùng với thứ nguyên của mật độ thông lượng nơtrôn, bằng $\frac{\text{nơtrôn}}{\text{cm}^2\text{s}}$.

Các biểu thức (2.27) – (2.29) rút ra từ giả thiết rằng gradient $\frac{\partial\Phi}{\partial z}$ thay đổi không đáng kể trên độ dài cỡ vài quãng chạy tự do trung bình của nơtrôn. Khi đó mật độ thông lượng Φ được khai triển theo biểu thức (2.26). Tuy nhiên nếu Φ thay đổi mạnh hơn và trong khai triển hàm Φ ta tính cả số hạng gần đúng bậc hai thì phần đóng góp thêm vào các biểu thức J_- và J_+ giống nhau, do đó biểu thức đối với J vẫn tuân theo công thức (2.29). Nếu mật độ thông lượng Φ thay đổi rất đột ngột, chẳng hạn ở kế cận của nguồn hay tại giới hạn của hai môi trường có tiết diện tán xạ khác nhau thì biểu thức (2.29) không còn ứng dụng được nữa.

2.3.2. Độ dài dịch chuyển

Công thức (2.29) nhận được từ điều kiện tán xạ nơtrôn là đẳng hướng. Thực tế sự tán xạ nơtrôn trong hệ tọa độ phòng thí nghiệm ưu tiên về phía trước. Độ bất đẳng hướng phụ thuộc vào khối lượng hạt nhân chất làm chậm. Giá trị trung bình của góc tán xạ $\overline{\cos\theta}$ là

$$\overline{\cos\theta} = \frac{1}{4\pi N}\int_0^{\pi}\cos\theta\left(2\pi N\sin\theta_1 d\theta_1\right)$$

trong đó, N là số nơtrôn tham gia tán xạ, θ và θ_1 là các góc tán xạ trong hệ toạ độ phòng thí nghiệm và trong hệ tâm quán tính. Vận tốc nơtrôn va chạm trong phòng thí nghiệm $\overline{v'}$ và trong hệ tâm

quán tính $\vec{v}_1'$ liên hệ với nhau qua vận tốc hệ tâm quán tính $\vec{V}_c$ như sau (xem hình 2.1)

$$\vec{v}' = \vec{v}_1 + \vec{V}_c \qquad \text{hay} \quad v'\cos\theta = v'_1\cos\theta_1 + V_c$$

$$\cos\theta = \frac{v'_1\cos\theta_1 + V_c}{v'}.$$

Sử dụng các biểu thức của v', v_1' và V_c trong mục 2.1 ta được :

$$\cos\theta = \frac{A\cos\theta_1 + 1}{\sqrt{A^2 + 2A\cos\theta_1 + 1}}.$$

Thay cosθ vào biểu thức dưới dấu tích phân ta có :

$$\overline{\cos\theta} = \frac{2}{3A} \tag{2.30}$$

Biểu thức này cho ta thấy, khi nơtrôn tán xạ lên hydrô (A = 1), xuất hiện sự tán xạ bất đẳng hướng về phía trước rõ rệt vì $\bar{\theta}$ = 0,667 và $\bar{\theta}$ = 48^0, trong khi đó đối với graphit (A = 12) thì tán xạ nơtrôn hầu như đẳng hướng vì $\overline{\cos\theta}$ = 0,056 và $\bar{\theta}$ = 86,50^0.

Do sự tán xạ ưu tiên về phía trước nên quãng chạy hiệu dụng của các nơtrôn giữa các va chạm sẽ lớn hơn quãng chạy tự do λ_S. Để đặc trưng cho quãng chạy đó người ta dùng *độ dài dịch chuyển*.

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_S}{1 - \overline{\cos\theta}}. \tag{2.31}$$

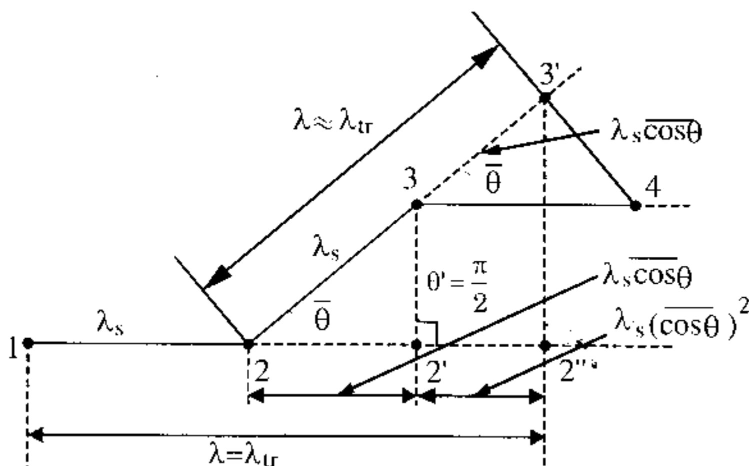
Công thức (2.31) rút ra từ lập luận như sau (hình 2.4).

Giả sử nơtrôn tán xạ lên hạt nhân tại điểm 1. Sau tán xạ nơtrôn đi một quãng đường bằng quãng chạy trung bình λ_S đến tán xạ với hạt nhân khác tại điểm 2. Nơtrôn bay theo góc bằng góc trung bình $\bar{\theta}$ và đi một quãng đường λ_S đến tâm tán xạ thứ 3. Giả sử ta dời hạt nhân tán xạ từ điểm 2 sang điểm 2' cách điểm 2 một

đoạn $\lambda_S\overline{\cos\theta}$. Độ dài quãng chạy đầu tiên λ_S tăng lên thành $\lambda_s^{'} = \lambda_S + \lambda_S\overline{\cos\theta}$. Khi đó nơtrôn tán xạ, để đi từ điểm 2' đến điểm 3 cần phải bay theo góc $\theta' = \pi/2$. Góc vuông này cho thấy sự đẳng hướng trong tán xạ vì các góc trong trường hợp tán xạ đẳng hướng có xác suất như nhau và góc trung bình bằng trung bình số học của các góc $\theta = 0$ (khi không có tán xạ) và $\theta = \pi$ (khi tán xạ ngược). Đây là bước đầu tiên dẫn đến thay λ_S bằng λ_{tr}. Tán xạ tiếp theo của nơtrôn tại điểm 3 cần phải bay theo góc $\overline{\theta}$ so với đường thẳng 2-3 và hình chiếu trên phương 2-3 và 1-2 làm tăng λ_S lên một đoạn $\lambda_S\left(\overline{\cos\theta}\right)^2$ nữa. Thủ tục tính toán như vậy tiến hành đối với sự dịch chuyển nơtrôn theo các điểm 1,2,3,4... sẽ cho :

$$\lambda_{tr} = \lambda_s + \lambda_s\overline{\cos\theta} + \lambda_s\left(\overline{\cos\theta}\right)^2 + \ldots = \frac{\lambda_s}{1-\overline{\cos\theta}}.$$

Biểu thức này trùng với biểu thức (2.31).



Hình 2.4. **Sơ đồ tán xạ nơtrôn**

2.3.4. Định luật Fick

Trong các biểu thức (2.27), (2.28) và (2.29) đưa vào tọa độ z = 0 của yếu tố diện tích ΔS. Do các kết quả nhận được cũng sử dụng đúng đối với vị trí chọn yếu tố ΔS bất kỳ trong môi trường nên có thể bỏ qua chỉ số 0, nghĩa là các đạo hàm $\left(\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right)_0$ được thay bằng $\frac{\partial \Phi}{\partial z}$. Hơn nữa nếu thay quãng chạy tự do λ_S bằng độ dài dịch chuyển λ_{tr} ta được mật độ dòng nơtrôn toàn phần:

$$J = -\frac{\lambda_{tr}}{3}\frac{\partial \Phi}{\partial z} \qquad (2.32)$$

hay :

$$J = -D\frac{\partial \Phi}{\partial z} \qquad (2.33)$$

$$D = \frac{\lambda_{tr}}{3} \qquad (2.34)$$

D là *hệ số khuếch tán.*

Dòng nơtrôn J là sự dịch chuyển có hướng của các nơtrôn từ miền có mật độ thông lượng cao đến miền có mật độ thông lượng thấp. Sự dịch chuyển này ngược phương gradient mật độ thông lượng nơtrôn Φ và tỷ lệ với hệ số khuếch tán D của môi trường. Tổng quát hóa biểu thức (2.33), dòng nơtrôn J được miêu tả bởi *định luật Fick :*

$$J = -D\nabla\Phi. \qquad (2.35)$$

Thay $\Phi = Nv$, trong đó N và v là mật độ và vận tốc của nơtrôn thì biểu thức (2.32) trở thành :

$$J = -\frac{\lambda_{tr} v}{3}\frac{\partial N}{\partial z} \qquad (2.36)$$

hay :

$$J = -D\frac{\partial N}{\partial z} \qquad (2.37)$$

với $$D = \frac{\lambda_{tr} v}{3}. \qquad (2.38)$$

Định luật Fick có dạng :

$$J = -D\nabla N \qquad (2.39)$$

với D được xác định theo (2.38).

Như vậy trong biểu thức tính mật độ dòng J, hệ số khuếch tán D sẽ khác nhau đối với các trường hợp sử dụng gradient của mật độ thông lượng nơtrôn Φ và mật độ nơtrôn N.

2.3.5. Sự rò nơtrôn

Bây giờ ta xét sự rò nơtrôn từ yếu tố thể tích dxdydz (hình 2.5). Độ thay đổi mật độ dòng J_x theo phương x là :

$$dJ_x = J_{x+dx} - J_x = J_x + \frac{\partial J}{\partial x}dx - J_x = \frac{\partial J}{\partial x}dx.$$

Do đó $$dJ_x = -D\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}dx.$$

Độ rò nơtrôn theo phương x qua mặt phẳng dydz là :

$$L_x = dJ_x dydz = -D\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}dxdydz$$

Độ rò tổng cộng trên đơn vị thể tích trong đơn vị thời gian từ yếu tố dxdydz theo cả 3 phương là :

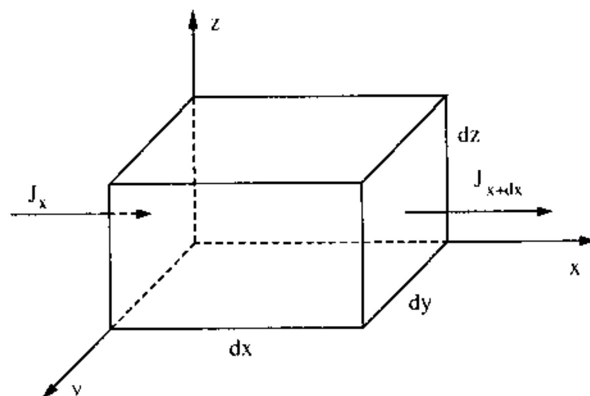
$$\mathscr{L} = \frac{L_x + L_y + L_z}{dxdydz} = -D(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2})$$

hay:

$$\mathscr{L} = -\ D\Delta\Phi \qquad (2.40)$$

trong đó Δ là toán tử Laplace :

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\ . \qquad (2.41)$$



***Hình** 2.5.* **Sơ đồ tính sự rò nơtrôn**

Trong trường hợp tổng quát đối với hệ tọa độ bất kỳ có thể tính độ rò nơtrôn ra khỏi thể tích V = 1cm³ với diện tích bề mặt S bằng cách tính tích phân dòng nơtrôn theo bề mặt S đó. Ta được :

$$\mathscr{L} = \int_S JdS = -D\int_S \nabla\Phi dS = -D\int_V div(\nabla\Phi)dV = -D\Delta\Phi$$

Biểu thức này có dạng trùng với biểu thức (2.40), trong đó toán tử Laplace Δ được tính trong hệ tọa độ bất kỳ.

2.4. PHƯƠNG TRÌNH KHUẾCH TÁN NƠTRÔN

2.4.1. Phương trình khuếch tán

Phương trình miêu tả sự thay đổi mật độ nơtrôn N theo thời gian là:

$\frac{\partial N}{\partial t}$ = tốc độ sinh nơtrôn – tốc độ rò nơtrôn – tốc độ hấp thụ nơtrôn (2.42)

Số hạng sinh nơtrôn là cường độ nguồn S nơtrôn/s.cm^3. Số hạng rò nơtrôn là $\mathscr{L} = -D\Delta\Phi$ còn số hạng hấp thụ nơtrôn là $\Sigma_a\Phi = \Sigma_a Nv$. Như vậy phương trình khuếch tán nơtrôn có dạng.

$$\frac{\partial N}{\partial t} = S - \mathscr{L} - \Sigma_a\Phi$$

hay :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D\Delta\Phi - \Sigma_a\Phi + S. \tag{2.43}$$

Thay $N = \frac{\Phi}{v}$ ta được :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} = D\Delta\Phi - \Sigma_a\Phi + S. \tag{2.44}$$

Phương trình (2.44) trong các hệ tọa độ khác nhau, ứng với các dạng khác nhau của vùng hoạt lò phản ứng, như sau :

Hệ tọa độ Descartes, ứng với vùng hoạt có dạng hình hộp chữ nhật :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} = D\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}\right) - \Sigma_a\Phi + S. \tag{2.45}$$

Trường hợp riêng là bài toán một chiều, ứng với vùng hoạt có dạng bảng mỏng vô hạn :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} = D\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} - \Sigma_a\Phi + S. \tag{2.46}$$

Hệ tọa độ trụ, ứng với vùng hoạt có dạng hình trụ :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} = D\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}\right) - \Sigma_a\Phi + S. \tag{2.47}$$

Hệ tọa độ cầu, ứng với vùng hoạt có dạng hình cầu :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} = D\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right) - \Sigma_a \Phi + S. \qquad (2.48)$$

Trong các phương trình (2.47) và (2.48) không đưa vào các đạo hàm theo các góc vì trong thực tế phân bố mật độ thông lượng nơtrôn đối xứng trục trong vùng hoạt có dạng hình trụ và đối xứng tâm trong vùng hoạt có dạng hình cầu.

2.4.2. Các điều kiện biên

Phương trình khuếch tán nơtrôn là phương trình đạo hàm riêng bậc nhất theo thời gian và đạo hàm riêng bậc 2 theo các tọa độ không gian. Ngoài điều kiện ban đầu, để xác định các hằng số tùy ý cần 2 điều kiện biên.

- Điều kiện biên đối với biên giới là mặt phân chia 2 môi trường có tính chất khuếch tán khác nhau (hình 2.6a). Ta có 2 điều kiện biên. Đó là sự bằng nhau của mật độ thông lượng nơtrôn ở hai miền tại mặt phân chia và sự bằng nhau của dòng nơtrôn theo phương pháp tuyến ở hai miền tại mặt phân chia :

$$\Phi_1(x-0) = \Phi_2(x+0), \qquad (2.49)$$

$$D_1(x-0)\left[\frac{\partial \Phi_1}{\partial x}\right]_{x-0} = D_2(x+0)\left[\frac{\partial \Phi_2}{\partial x}\right]_{x+0}. \qquad (2.50)$$

Trong (2.49) và (2.50) các chỉ số 1 và 2 ứng với 2 môi trường 1 và 2 còn x-0 và x+0 là tọa độ mặt phân chia thuộc về phía môi trường 1 và môi trường 2.

- Điều kiện biên đối với biên giới giữa môi trường khuếch tán và chân không. Người ta ứng dụng điều kiện đặc biệt (hình 2.6b). Tại ngay mặt phân chia thì hàm Φ không bằng 0 mà giảm đến 0 tại một điểm cách mặt phân chia một đoạn d. Đại lượng này được

gọi là *độ dài ngoại suy*. Độ dài này được xác định nhờ phép ngoại suy tuyến tính. Do ở phía chân không không thể có sự tán xạ nơtrôn trở lại môi trường nên mật độ dòng theo chiều từ ngoài vào môi trường bằng 0. Theo (2.27) và thay λ_S bằng λ_{tr} ta được :

$$J_{-} = \frac{\Phi_0}{4} + \frac{\lambda_{tr}}{6}\left[\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right]_0 = 0$$

hay :

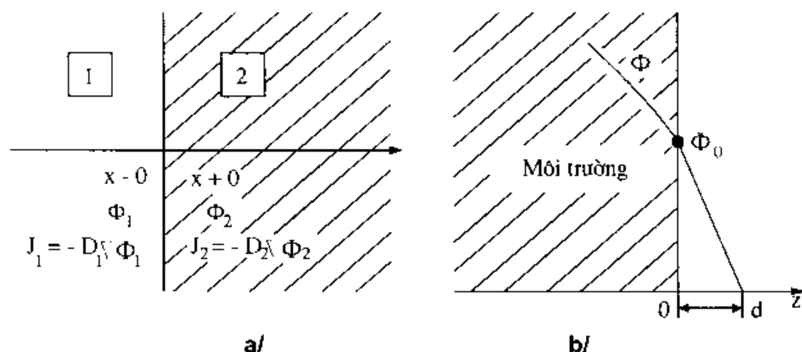
$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0 = -\frac{3}{2\lambda_{tr}}\Phi_0$$

trong đó, Φ_0 là giá trị hàm Φ tại bề mặt phân chia. Từ phép ngoại suy tuyến tính ta có :

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0 = \frac{\Phi_0}{d}$$

như vậy :

$$d = \frac{2}{3}\lambda_{tr}$$



Hình 2.6. **Xác định điều kiện biên tại biên giới giữa hai môi trường (a) và môi trường với chân không (b)**

Do tại gần biên giới giữa môi trường và chân không, phương trình khuếch tán không ứng dụng được nên biểu thức trên chỉ là gần đúng. Phép giải chính xác hơn cho giá trị của độ dài ngoại suy bằng :

$$d = 0,71\ \lambda_{tr} \tag{2.51}$$

Việc sử dụng độ dài ngoại suy chỉ là một phương pháp toán học nhằm thiết lập điều kiện biên và thực tế nó không có nghĩa là thông lượng nơtrôn bằng 0 tại giới hạn ngoại suy. Tuy nhiên giả thiết $\Phi = 0$ tại khoảng cách 0,71 λ_{tr} ngoài mặt vùng hoạt lò phản ứng bảo đảm sự gần đúng tốt khi giải phương trình khuếch tán.

- Điều kiện biên tại miền gần nguồn điểm nơtrôn. Ta bao nguồn điểm bằng một hình cầu bán kính r rất bé thì dòng qua mặt này $4\pi\ r^2J$, trong đó J được xác định theo (2.33), cần bằng nguồn S khi $r\to 0$. Như vậy ta có điều kiện sau :

$$S = \lim_{r\to 0} 4\pi\ r^2\ J \tag{2.52}$$

2.5. PHÂN BỐ KHÔNG GIAN CỦA CÁC NƠTRÔN LÀM CHẬM

Trong quá trình làm chậm nơtrôn bị xê dịch khỏi vị trí ban đầu do quá trình khuếch tán. Ta hãy xét sự phân bố không gian của các nơtrôn làm chậm trong môi trường không chứa hydrô hoặc đơteri. Đối với các chất này nơtrôn bị mất năng lượng khá lớn khi va chạm đàn hồi, do đó sự làm chậm không liên tục. Môi trường làm chậm liên tục là một môi trường trong đó nơtrôn bị mất năng lượng ít trong khi làm chậm. Ví dụ đó là môi trường graphit.

Trong môi trường không hấp thụ và không có nguồn nơtrôn thì phương trình khuếch tán (2.44) có dạng :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} = D\,\Delta\Phi \qquad (2.53)$$

Phương trình này cũng đúng đối với mật độ thông lượng nơtrôn φ(E). Do đó thay biểu thức (2.17) vào phương trình (2.53) ta được phương trình đối với mật độ làm chậm Q :

$$\frac{1}{Dv}\frac{\partial Q}{\partial t} = \Delta Q \qquad (2.54)$$

Đặt :
$$d\tau = Dvdt \qquad (2.55)$$
thì phương trình (2.54) trở thành :

$$\frac{\partial Q}{\partial \tau} = \Delta Q \qquad (2.56)$$

Phương trình (2.56) là *phương trình tuổi nơtrôn*. Phương trình này thiết lập mối liên hệ giữa mật độ làm chậm Q, là số nơtrôn trong 1 cm^3 và 1 s cắt giá trị năng lượng E, và khoảng cách từ nguồn sinh ra nơtrôn nhanh đến vị trí mà nơtrôn đó có năng lượng E. Đại lượng τ được gọi là *tuổi nơtrôn theo Fermi*.

Đối với môi trường làm chậm liên tục, độ mất năng lượng không lớn khi va chạm, thì khoảng thời gian dt để có một độ mất năng lượng tương đối $\frac{dE}{E}$ được xác định từ (2.14)

$$dt = -\frac{\lambda_s}{\xi v}\frac{dE}{E} \qquad (2.57)$$

Kết hợp (2.55) và (2.57) ta được :

$$d\tau = -\frac{D\lambda_S}{\xi}\frac{dE}{E} = -\frac{\lambda_S\lambda_{tr}}{3\xi}\frac{dE}{E} \qquad (2.58)$$

Lấy tích phân biểu thức này từ E_0 đến E thì :

$$\tau(E) = -\int_{E_0}^{E}\frac{\lambda_S\lambda_{tr}}{3\xi}\frac{dE}{E} \approx \frac{\lambda_S\lambda_{tr}}{3\xi}\ln\frac{E_0}{E}. \qquad (2.59)$$

Biểu thức (2.59) cho ta thấy rằng $\tau \sim \lambda_S\lambda_{tr}$ nên có thứ nguyên bình phương chiều dài, thường được tính bằng cm^2, mà không phải

đo theo đơn vị thời gian. Tuy nhiên do $\tau = 0$ khi $E = E_0$ và τ tăng khi giảm E trong quá trình làm chậm nên có thể nói rằng tuổi nơtrôn tăng theo thời gian làm chậm nơtrôn. Thời gian làm chậm nơtrôn từ năng lượng E_0 đến năng lượng E được xác định từ phương trình (2.57)

$$t_{ch} = -\int \frac{\lambda_S}{\xi v}\frac{dE}{E} = \frac{\sqrt{2m}\lambda_S}{\xi}\left(\frac{1}{\sqrt{E}} - \frac{1}{\sqrt{E_0}}\right) \quad (2.60)$$

trong đó m là khối lượng nơtrôn, hay:

$$t_{ch} = \frac{2}{\xi\Sigma_s}\left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_0}\right). \quad (2.61)$$

Thời gian làm chậm nơtrôn từ năng lượng E_0 đến năng lượng nhiệt E_T, nếu bỏ qua $\frac{1}{v_0}$ so với $\frac{1}{v_T}$, bằng :

$$t_{ch,T} \approx \frac{2}{\Sigma_s \xi v_T} \quad (2.62)$$

Đối với nguồn điểm nơtrôn nhanh với cường độ S nơtrôn/s thì nghiệm phương trình (2.56) trong môi trường đồng nhất vô hạn có dạng :

$$Q = \frac{S}{(4\pi\tau)^{3/2}}\, e^{-r^2/4\tau}. \quad (2.63)$$

Khoảng cách bình phương trung bình từ nguồn sinh nơtrôn nhanh đến vị trí mà nơtrôn có năng lượng E là :

$$\overline{r_{ch}^2} = \frac{1}{S}\int r^2 Q dV = \frac{1}{S}\int_0^\infty r^2 \frac{S}{(4\pi\tau)^{3/2}}\, e^{-\frac{r^2}{4\tau}}\, 4\pi r^2 dr$$

$$\overline{r_{ch}^2} = 6\tau. \quad (2.64)$$

Như vậy khoảng cách bình phương trung bình r_{ch}^2 tỷ lệ với tuổi nơtrôn τ và đại lượng $\sqrt{r_{ch}^2}$ được gọi là *độ dài làm chậm*. Để thuận tiện người ta cũng gọi $\sqrt{\tau}$ là độ dài làm chậm. Độ dài làm chậm từ năng lượng E_0 đến năng lượng E_T là $\sqrt{\tau_T}$, trong đó τ_T là tuổi nơtrôn nhiệt. Trên bảng 2.2 dẫn ra các giá trị tuổi nơtrôn nhiệt τ_T đối với một số chất làm chậm.

***Bảng 2.2.* Một số thông số làm chậm và khuếch tán nơtrôn**

Chất làm chậm	τ_T (cm^2)	L (cm)	t_{ch} (s)	t_{kt} (s)	Albedo
H_2O	27	2,72	1.10^{-5}	$2,1.10^{-4}$	0,80
D_2O	120	160	$4,6.10^{-5}$	0,15	0,98
Be	98	21	$6,7.10^{-5}$	$4,3.10^{-3}$	0,90
BeO	105	29			0,92
C	350	54	$1,5.10^{-4}$	$1,2.10^{-2}$	0,94

Tuổi nơtrôn xác định độ rò nơtrôn khỏi vùng hoạt trong quá trình làm chậm, vì vậy nó xác định kích thước tới hạn của vùng hoạt. Tuổi nơtrôn càng bé thì khả năng rò nơtrôn càng bé. Từ bảng 2.2 thấy rằng tuổi nơtrôn đối với nước là bé nhất, do đó với các vùng hoạt có cùng kích thước thì vùng hoạt dùng nước làm chậm có độ rò nơtrôn ít nhất. Tuổi nơtrôn lớn nhất đối với graphít, vì vậy trong cấu trúc lò phản ứng, *vùng hoạt với nước làm chậm có kích thước bé nhất còn vùng hoạt với graphít làm chậm có kích thước lớn nhất.*

2.6. ĐỘ DÀI KHUẾCH TÁN

Ta xét bài toán dừng đối với trường nơtrôn nhiệt khuếch tán trong chất làm chậm không có nguồn nơtrôn. Khi đó phương trình (2.44) có dạng :

$$D\,\Delta\Phi - \Sigma_a\Phi = 0 \qquad (2.65)$$

hay :

$$\Delta\Phi - \frac{1}{L^2}\Phi = 0 \qquad (2.66)$$

trong đó :

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} = \frac{\lambda_a\lambda_{tr}}{3} \qquad (2.67)$$

L gọi là *độ dài khuếch tán nơtrôn nhiệt*. Giải phương trình (2.66) trong trường hợp một chiều ta được :

$$\Phi(x) = \text{const}\; e^{-x/L}. \qquad (2.68)$$

Theo (2.68) hàm $\Phi(x)$ giảm theo hàm mũ khi tăng khoảng cách từ nguồn đến điểm ta xét. Độ dài khuếch tán L là khoảng cách mà hàm Φ giảm đi e lần. Từ (2.67) thấy rằng, nếu không kể đến thừa số $\sqrt{3}$ thì độ dài khuếch tán là trung bình nhân của độ dài dịch chuyển λ_{tr} và độ dài hấp thụ nơtrôn nhiệt λ_a.

Ta xét phân bố nơtrôn nhiệt Φ trong môi trường chất làm chậm xung quanh một nguồn điểm. Muốn vậy ta giải phương trình khuếch tán (2.66) trong hệ tọa độ cầu :

$$\frac{d^2\Phi}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d\Phi}{dr} - \frac{\Phi}{L^2} = 0. \qquad (2.69)$$

Đăt $V = \Phi\, r$ được phương trình :

$$\frac{d^2V}{dr^2} - \frac{V}{L^2} = 0\,.$$

Phương trình này có nghiệm :

$$V = A_1e^{r/L} + A_2e^{-r/L}.$$

Vì L > 0 nên $e^{r/L} \to \infty$ khi $r \to \infty$, do đó từ điều kiện Φ hữu hạn ta suy ra $A_1 = 0$. Như vậy :

$$\Phi = \frac{A_2}{r}e^{-r/L}. \qquad (2.70)$$

Để xác định A_2 ta xét hình cầu không lớn có bán kính bao quanh nguồn điểm. Mật độ dòng nơtrôn đi qua mặt cầu là :

$$J = -\frac{\lambda_{tr}}{3}\frac{d\Phi}{dr} = \frac{\lambda_{tr}A_2(r/L+1)}{3r^2}e^{-r/L}.$$

Diện tích mặt cầu là $4\pi r^2$ còn số nơtrôn rời bỏ thể tích hình cầu trong 1 s là $4\pi r^2J$. Khi $r \to 0$ thì số nơtrôn đi ra khỏi hình cầu được xét chính là nguồn nơtrôn S nơtrôn/s. Vì vậy :

$$S = \frac{4\pi\lambda_{tr}A_2}{3}. \qquad (2.71)$$

Thay giá trị A_2 từ biểu thức (2.71) vào (2.70) ta được:

$$\Phi = \frac{3S}{4\pi r\lambda_{tr}}e^{-r/L}. \qquad (2.72)$$

Từ (2.72) ta tính được khoảng cách trung bình để nơtrôn khuếch tán từ lúc thành nơtrôn nhiệt đến lúc bị hấp thụ:

$$\overline{r_{kt}^2} = \frac{1}{S}\int_0^\infty r^2\Sigma_a\Phi 4\pi r^2dr = 6L^2. \qquad (2.73)$$

Biểu thức (2.73) có dạng giống biểu thức (2.64), do đó độ dài khuếch tán L là mức độ dịch chuyển trung bình của nơtrôn từ điểm trở thành nơtrôn nhiệt đến điểm nó bị hấp thụ.

Nếu ta theo dõi số phận một nơtrôn thì sau khi được sinh ra do phản ứng phân hạch với năng lượng $E_0 \approx 2$ MeV, nó được làm chậm đến năng lượng nhiệt E_T trong thời gian t_{ch} và đi một quãng đường bằng $\sqrt{6\tau}$, trong đó τ là tuổi nơtrôn. Sau khi trở thành nơtrôn

nhiệt nó bị khuếch tán và đi được một quãng đường $\sqrt{6L^2}$, trong đó L là độ dài khuếch tán, cho đến lúc bị hấp thụ. Thời gian khuếch tán được tính theo công thức :

$$t_{tk} = \frac{\lambda_s}{v_T} \quad (2.74)$$

trong đó, $v_T = 2200$ m/sec.

Như vậy quãng đường từ nơi nơtrôn nhanh sinh ra đến nơi nơtrôn nhiệt bị hấp thụ là $\sqrt{6M^2}$, trong đó :

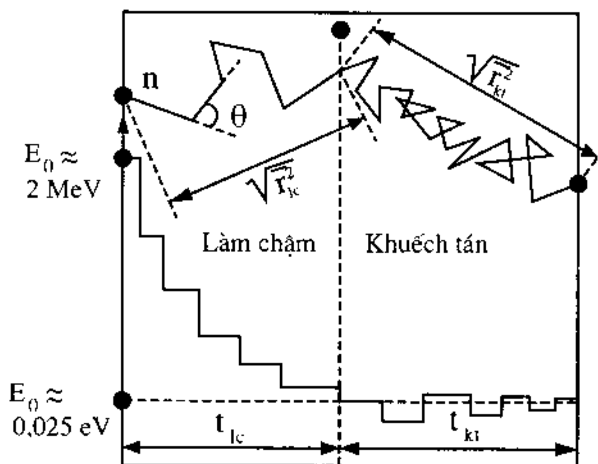
$$M^2 = \tau + L^2 \quad (2.75)$$

là *diện tích phát xạ,* hay M là *độ dài phát xạ.*

Thời gian sống của nơtrôn là :

$$\ell = t_{ch} + t_{kt}. \quad (2.76)$$

Trên hình 2.7 minh họa quá trình làm chậm và khuếch tán nơtrôn từ nơi và lúc sinh ra đến nơi và lúc bị hấp thụ.



Hình 2.7. **Sơ đồ làm chậm và khuếch tán nơtrôn**

Trên bảng 2.2 dẫn ra các giá trị τ_T, L, t_{ch}, và t_{kt} đối với một số chất làm chậm. Từ bảng này thấy rằng nước có độ dài khuếch tán L rất bé, cũng như đã nhận xét đối với tuổi nơtrôn nhiệt. Do đó lò phản ứng làm chậm bằng nước có vùng hoạt với kích thước bé nhất. Một nhận xét khác là thời gian khuếch tán nơtrôn lớn hơn nhiều so với thời gian làm chậm nơtrôn và do đó để tính thời gian sống nơtrôn tức thời ta chỉ cần dùng thời gian khuếch tán nơtrôn nhiệt.

$$\ell = t_{kt}. \tag{2.77}$$

2.7. SỰ PHẢN XẠ NƠTRÔN

Các chất làm chậm còn có khả năng phản xạ nơtrôn. Vì vậy có thể giảm đến tối thiểu sự mất mát nơtrôn của lò phản ứng bằng cách bao quanh vùng hoạt một vành phản xạ.

Hiệu ứng phản xạ được biểu thị qua *hệ số phản xạ hay albedo*. Đó là tỷ số của nơtrôn được phản xạ so với số nơtrôn đập vào chất phản xạ (hình 2.8), hay tỷ số giữa mật độ dòng J_- và mật độ dòng J_+.

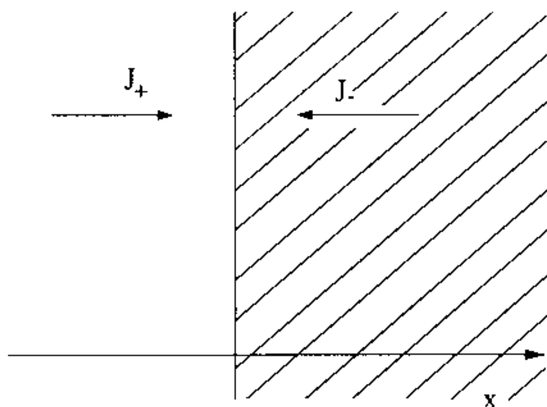
$$\text{Albedo} = \frac{J_-}{J_+} = \frac{\dfrac{\Phi_0}{4} + \dfrac{\lambda_{tr}}{6}\dfrac{\partial \Phi}{\partial x}}{\dfrac{\Phi_0}{4} - \dfrac{\lambda_{tr}}{6}\dfrac{\partial \Phi}{\partial x}}. \tag{2.78}$$

Đối với môi trường phản xạ là bản phẳng vô hạn thì ta có bài toán một chiều, khi đó :

$$\Phi(x) = \text{const}.e^{-x/L}$$

và

$$\text{Albedo} = \frac{3L - 2\lambda_{tr}}{3L + 2\lambda_{tr}}. \tag{2.79}$$



***Hình 2.8.* Sơ đồ tính albedo**

Trên bảng 2.2 dẫn ra giá trị albedo đối với một số chất làm chậm. Ngoài nước nặng thì graphit là chất phản xạ tốt, do đó người ta thường dùng graphit làm chất phản xạ.

Đối với môi trường hữu hạn thì albedo bé hơn so với môi trường vô hạn. Song nếu độ dày thành phản xạ lớn hơn hai lần độ dài khuếch tán của chất phản xạ thì albedo chỉ giảm đi vài phần trăm, nghĩa là một lượng không đang kể.

2.8. PHƯƠNG TRÌNH KHUẾCH TÁN VỚI MỘT NHÓM NƠTRÔN

2.8.1. Phương trình và nghiệm của nó

Bây giờ ta hãy khảo sát chi tiết hơn phương trình khuếch tán (2.44). Đối với lò phản ứng nơtrôn nhiệt ta xét bài toán của nơtrôn nhiệt. Khi đó phương trình khuếch tán ở trạng thái dừng, tức là lò phản ứng ở mức công suất cố định, có dạng :

$$D\Delta\Phi - \Sigma_a \Phi + S = 0 \qquad (2.80)$$

Trong phương trình này Φ và S là mật độ thông lượng và cường độ nguồn nơtrôn nhiệt. Để đơn giản ta coi các quá trình hình thành, khuếch tán và hấp thụ nơtrôn đều xảy ra ở năng lượng nhiệt. Như vậy nguồn nơtrôn nhiệt S, khi không có nguồn ngoài, có dạng :

$$S = k\Sigma_a \Phi \tag{2.81}$$

trong đó k là hệ số nhân của môi trường. Phương trình (2.80) trở thành :

$$D\Delta\Phi - \Sigma_a\Phi + k\,\Sigma_a\,\Phi = 0. \tag{2.82}$$

Phương trình (2.82) được viết đối với nơtrôn nhiệt, gọi là *phương trình khuếch tán với một nhóm nơtrôn*. Khái niệm một nhóm nơtrôn ở đây có ý nghĩa là các nơtrôn sinh ra, khuếch tán cũng như hấp thụ ở cùng một năng lượng, cụ thể ở đây là năng lượng nhiệt. Phương trình một nhóm nơtrôn không phản ảnh đúng bản chất của quá trình vật lý xảy ra trong lò phản ứng, ở đó nơtrôn được sinh ra có năng lượng lớn, sau khi được làm chậm trở thành nơtrôn nhiệt bị môi trường hấp thụ và gây phản ứng phân hạch. Các nơtrôn khuếch tán cả trong quá trình làm chậm lẫn khi đã trở thành nơtrôn nhiệt. Tuy nhiên việc xét phương trình khuếch tán với một nhóm nơtrôn cho ta một số kết luận định tính quan trọng.

Phương trình (2.82) thường được viết dưới dạng sau :

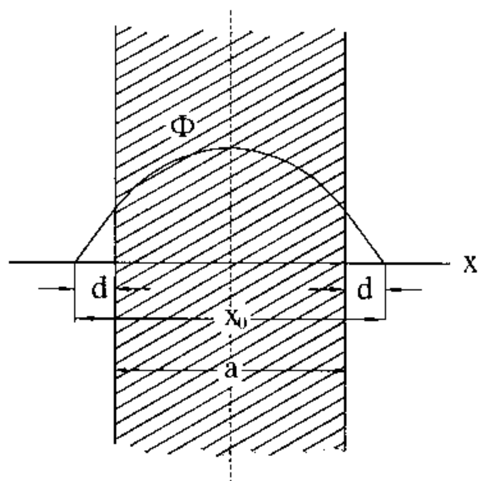
$$\Delta\Phi + B^2\Phi = 0 \tag{2.83}$$

trong đó :

$$B^2 = \frac{k - 1}{L^2} \tag{2.84}$$

được gọi là *Laplacien hay Buckling*.

Ta giải phương trình (2.83) trong trường hợp vùng hoạt có dạng bảng phẳng vô hạn (hình 2.9).



***Hình 2.9*. Giải phương trình khuếch tán đối với bảng phẳng vô hạn**

Phương trình dừng

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} + B^2\Phi = 0 \qquad (2.85)$$

có nghiệm: $\Phi = A\cos(Bx) + C\sin(Bx)$

Do điều kiện đối xứng, hàm Φ có cực đại tại x = 0, tức là $\left(\frac{d\Phi}{dx}\right)_0 = 0$. Từ đó ta có C = 0 và :

$$\Phi = A\cos(Bx). \qquad (2.86)$$

Giả sử bên ngoài vùng hoạt là chân không thì điều kiện biên là

$$\Phi\left(\pm\frac{x_0}{2}\right) = 0 \qquad (2.87)$$

trong đó : $x_0 = a + 2d$

$d = 0{,}71\,\lambda_{tr}$

Điều kiện này cho:

$$B = \frac{\pi}{x_0}. \qquad (2.88)$$

Kết quả (2.86) và (2.88) cho thấy nghiệm nhận được với các điều kiện biên đầy đủ song hằng số A vẫn còn tùy ý. Giá trị của A được xác định bởi mức công suất của lò phản ứng. Điều đó có nghĩa là công suất của lò ở trạng thái tới hạn có thể tăng tới mức tùy ý mà không dùng nhiên liệu bổ sung. Công suất thực tế của lò được giữ ở mức nào đó là nhờ hệ thống điều khiển lò. Mức công suất này quy định do khả năng tải nhiệt của hệ thống tải nhiệt. Như vậy với nhiệt độ và áp suất của lò cố định mà hệ thống điều khiển không giữ được công suất ổn định thì công suất lò sẽ tăng. Khi công suất lò tăng mà nhiệt do nhiên liệu tỏa ra không được hệ thống tải nhiệt giải phóng thì các thanh nhiên liệu bị nóng chảy. Đó là sự cố rất nguy hiểm của lò phản ứng. Đây là kết luận rất quan trọng suy từ lý thuyết khuếch tán.

2.8.2. Laplacien vật liệu và Laplacien hình học

Trong biểu thức (2.86) Laplacien B^2 được xác định theo 2 công thức (2.84) và (2.88). Trong (2.84) B^2 được biểu diễn qua hệ số nhân k và độ dài khuếch tán L, là các thông số của vật liệu, do đó ta viết:

$$B_m^2 = \frac{k - 1}{L^2} \qquad (2.89)$$

và gọi là *Laplacien vật liệu*. Trong biểu thức (2.88), B^2 được tính qua kích thước hình học của vùng hoạt, do đó người ta gọi nó là *Laplacien hình học* và viết :

$$B_g^2 = \left(\frac{\pi}{x_0}\right)^2. \qquad (2.90)$$

Do phương trình (2.83) viết cho trạng thái dừng nên nó miêu tả tính chất khuếch tán của nơtrôn nhiệt trong vùng hoạt ở trạng thái tới hạn. Laplacien vật liệu B_m^2 rút ra từ sự đồng nhất phương

trình (2.83) với (2.82) còn Laplacien hình học B_g^2 xác định từ điều kiện biên khi giải phương trình (2.83). Như vậy ở trạng thái tới hạn của vùng hoạt ta có :

$$B_g^2 = B_m^2 . \qquad (2.91)$$

Đây là điều kiện tới hạn của lò phản ứng. Từ điều kiện tới hạn này có thể xác định kích thước tới hạn của vùng hoạt. Theo công thức (2.90) B_g^2 tỷ lệ nghịch với x_0^2 nên khi $B_g^2 > B_m^2$ thì kích thước lò bé hơn kích thước tới hạn, do đó lò ở trạng thái dưới tới hạn. Ngược lại nếu $B_g^2 < B_m^2$ thì kích thước lò lớn hơn kích thước tới hạn, do đó lò ở trạng thái trên tới hạn.

2.8.3. Laplacien vật liệu trong trường hợp tính đến sự làm chậm nơtrôn

Việc xác định Laplacien vật liệu đóng vai trò quan trọng tính toán kích thước vùng hoạt. Biểu thức (2.89) suy ra từ bài toán khuếch tán của nơtrôn nhiệt trong môi trường nhân nơtrôn khi chỉ tính đến một nhóm nơtrôn nhiệt. Bây giờ ta hãy xác định biểu thức chính xác hơn của Laplacien vật liệu B_m^2 nếu xét đến quá trình làm chậm nơtrôn. Muốn vậy ta xác định nguồn nơtrôn nhiệt S và xét trong trường hợp môi trường làm chậm liên tục.

Đại lượng đặc trưng cho quá trình làm chậm nơtrôn là *mật độ làm chậm Q,* là số nơtrôn trong 1 cm^3 và 1 s cắt giá trị năng lượng E. Do đó nguồn nơtrôn nhiệt chính là mật độ làm chậm tại năng lượng nhiệt $E = E_T$, nghĩa là $S = Q_T$. Với môi trường có hấp thụ nơtrôn trong quá trình làm chậm với xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng p thì :

$$S = p\, Q_T . \qquad (2.92)$$

Như vậy phương trình (2.80) trở thành:

$$D\,\Delta\Phi - \Sigma_a\Phi + p\,Q_T = 0 \qquad (2.93)$$

trong đó, Q thỏa mãn phương trình tuổi nơtrôn (2.56)

$$\frac{\partial Q}{\partial \tau} = \Delta Q \qquad (2.94)$$

với điều kiện ban đầu :

$$Q_0 = Q(E = E_0) = \frac{k\Phi\Sigma_a}{p}\,. \qquad (2.95)$$

Mật độ làm chậm Q là hàm của tọa độ không gian và tuổi nơtrôn $Q(\vec{r},\tau)$. Để giải phương trình tuổi (2.94) với điều kiện (2.95) ta giả sử rằng các biến số có thể tách ra và mật độ làm chậm Q là tích số của 2 hàm số $R(\vec{r})$ và $T(\tau)$. Khi đó từ phương trình (2.94) ta được :

$$\frac{1}{R(\vec{r})}\Delta R(r) = \frac{1}{T(\tau)}\frac{dT}{d\tau} = \text{const} = -B^2 \qquad (2.96)$$

Nghiệm đối với hàm $T(\tau)$ là :

$$T(\tau) = T(0)\; e^{-B^2\tau}\,. \qquad (2.97)$$

Do đó : $\qquad Q(\vec{r},\tau) = R(\vec{r})T(0)\; e^{-B^2\tau}$

Dùng điều kiện (2.95) thì

$$Q(r,0) = R(r)T(0) = \frac{k\Sigma_a\Phi}{p} \qquad (2.98)$$

và như vậy :

$$Q(\vec{r},\tau) = \frac{k\Sigma_a\Phi}{p}\; e^{-B^2\tau}\,. \qquad (2.99)$$

Thay $Q_T = Q(\vec{r},\tau_T)$ vào phương trình (2.93) ta được phương trình :

$$D\,\Delta\Phi - \Sigma_a\Phi + k\Sigma_a e^{-B^2\tau_T}\,\Phi = 0$$

hay :

$$\Delta\Phi + \frac{ke^{-B^2\tau_T} - 1}{L^2}\Phi = 0 . \qquad (2.100)$$

Mặt khác từ (2.96) ta có :

$$\Delta R(\vec{r}) + B^2 R(\vec{r}) = 0$$

và kết hợp với (2.98), hàm Φ thỏa mãn phương trình

$$\Delta\Phi + B^2\Phi = 0. \qquad (2.101)$$

So sánh các phương trình (2.100) và (2.101) với nhau ta được phương trình sau đây để xác định Laplacien vật liệu

$$B_m^2 = \frac{ke^{-B_m^2\tau_T} - 1}{L^2} . \qquad (2.102)$$

hay :

$$\frac{ke^{-B_m^2\tau_T}}{1 + B_m^2 L^2} = 1. \qquad (2.103)$$

Từ các biểu thức (2.102) và (2.103) ta thấy ngoài k và L, trong Laplacien vật liệu còn đưa vào tuổi nơtrôn nhiệt τ_T, tính đến quá trình làm chậm nơtrôn từ nơtrôn nhanh do phân hạch đến nơtrôn nhiệt.

Đối với vùng hoạt có kích thước lớn thì $B^2\tau_T << 1$, khi đó (2.102) trở thành :

$$B_m^2 = \frac{k - 1}{L^2 + k\tau_T} \qquad (2.104)$$

Với $k \approx 1$ thì :

$$B_m^2 = \frac{k - 1}{M^2} \qquad (2.105)$$

trong đó, $$M^2 = L^2 + \tau_T \qquad (2.106)$$

là diện tích phát xạ. Như vậy việc tính đến quá trình làm chậm chuyển biểu thức đối với B_m^2 từ (2.89) đến (2.105) trong đó thay L^2 bằng $M^2 = L^2 + \tau_T$.

2.9. PHƯƠNG TRÌNH KHUẾCH TÁN VỚI HAI NHÓM NƠTRÔN

Tại một thời điểm bất kỳ và tại mỗi tọa độ trong không gian của lò phản ứng có mặt các nơtrôn với năng lượng khác nhau. Sự phụ thuộc mật độ thông lượng nơtrôn tính trên một khoảng năng lượng nào đó, vào năng lượng nơtrôn được gọi là phổ năng lượng nơtrôn. Phổ nơtrôn phụ thuộc vào các nhân tố sau đây : Sự khác nhau của năng lượng các nơtrôn sinh ra khi phân hạch; sự làm chậm nơtrôn do tán xạ đàn hồi và không đàn hồi trên các hạt nhân môi trường ; sự hấp thụ và sự rò nơtrôn trong quá trình làm chậm. Phổ nơtrôn có thể "cứng" hoặc "mềm" phụ thuộc vào tỷ số lượng chất làm chậm và nhiên liệu trong vùng hoạt. Để đơn giản lý thuyết tính toán đối với toàn phổ nơtrôn trong lò phản ứng người ta chia toàn dải năng lượng nơtrôn thành nhiều nhóm và các phương trình khuếch tán được viết cho mỗi nhóm năng lượng. Đối với bài toán một nhóm nơtrôn, toàn dải năng lượng được coi là một nhóm. Trong nhiều trường hợp, phép gần đúng một nhóm không ứng dụng được. Chẳng hạn để tính toán lò phản ứng với nước làm chậm, phép gần đúng một nhóm và lý thuyết làm chậm liên tục không thỏa mãn được do 2 nguyên nhân. Thứ nhất, tiết diện tán xạ nơtrôn lên prôtôn phụ thuộc khá mạnh vào năng lượng. Thứ hai, trong môi trường nước, nơtrôn bị mất năng lượng khá lớn trong mỗi va chạm. Vì vậy người ta dùng phép tính nhiều nhóm thay cho phép tính một nhóm. Bài toán nhiều nhóm đơn giản nhất là bài toán 2 nhóm nơtrôn, trong đó năng lượng chia làm 2 miền : Một miền gồm các nơtrôn có năng lượng nhiệt còn miền kia gồm các nơtrôn có năng lượng từ năng lượng nhiệt cho đến năng lượng của nơtrôn phân hạch, tức là cỡ E_0 = 2 MeV. Nơtrôn trong miền thứ 2 còn gọi là nơtrôn nhanh. Lý thuyết 2 nhóm đơn giản về mặt nội dung vật lý và kỹ thuật tính toán, đồng thời cho kết quả định lượng đủ để đánh giá sơ bộ khi tính toán trong vận hành lò phản ứng. Vì vậy phương pháp tính 2 nhóm được sử dụng rộng rãi.

Bây giờ ta hãy thiết lập phương trình với 2 nhóm nơtrôn.

Trong nhóm nhiệt, thông lượng nơtrôn Φ_2 thỏa mãn phương trình khuếch tán dừng :

$$D_2\Delta\Phi_2 - \Sigma_2\Phi_2 + S_2 = 0 \tag{2.107}$$

trong đó D_2, Σ_2 và S_2 là hệ số khuếch tán, tiết diện hấp thụ vĩ mô và cường độ nguồn đối với nơtrôn nhiệt.

Phương trình khuếch tán dừng đối với mật độ thông lượng nơtrôn nhanh Φ_1 có dạng tương tự (2.107):

$$D_1\Delta\Phi_1 - \Sigma_1\Phi_1 + S_1 = 0 \tag{2.108}$$

trong đó các thông số D_1, Σ_1 và S_1 là hệ số khuếch tán, tiết diện hấp thụ và cường độ nguồn nơtrôn nhanh. Ở đây :

$$\Phi_1(\vec{r}) = \int_{E_T}^{E_0} n(\vec{r},E)\,v(E)\,dE \tag{2.109}$$

với $n(\vec{r},E)$ và $v(E)$ là mật độ nơtrôn nhanh và vận tốc của nó ở năng lượng E.

Trong phương trình (2.108) tiết diện hấp thụ nơtrôn nhanh Σ_1 được hiểu là sự mất nơtrôn nhanh do chúng bị làm chậm và chuyển thành nơtrôn nhiệt. Sự hấp thụ nơtrôn theo nghĩa đã sử dụng đối với nơtrôn nhiệt là rất bé, chủ yếu các nơtrôn bị hấp thụ trong miền cộng hưởng. Hiệu ứng này được tính trong xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng p.

Hệ số khuếch tán D_1 được lấy trung bình cho toàn dải năng lượng :

$$D_1 = \frac{\int_{E_T}^{E_0} D(E)n(E)v(E)dE}{\int_{E_T}^{E_0} n(E)v(E)dE} \tag{2.110}$$

Đối với nơtrôn nhiệt, các thông số D_2 và Σ_2 liên hệ với nhau qua độ dài khuếch tán L theo công thức $L^2 = D_2/\Sigma_2$. Cũng tương tự,

đối với nơtrôn nhanh, các thông số D_1 và Σ_1 liên hệ với nhau qua tuổi nơtrôn τ theo biểu thức $\tau = D_1/\Sigma_1$. Thật vậy, từ lý thuyết tuổi ta có trung bình bình phương độ dài làm chậm $\overline{r_{ch}^2} = 6\tau$. Mặt khác, nếu dùng phương trình khuếch tán đối với nơtrôn nhanh trong trường hợp không có nguồn

$$D_1\Delta\Phi_1 - \Sigma_1\Phi_1 = 0$$

thì theo (2.73) ta có :

$$\overline{r_{ch}^2} = 6L_1^2 = 6\,\frac{D_1}{\Sigma_1}$$

Từ 2 biểu thức trên đối với $\overline{r_{ch}^2}$ ta suy ra :

$$\tau = \frac{D_1}{\Sigma_1}\,. \qquad (2.111)$$

Các nguồn nơtrôn nhanh và nơtrôn nhiệt trong các phương trình (2.108) và (2.107) xác định như nhau: Nếu coi nguồn nơtrôn nhanh chỉ do sự phân hạch ^{235}U và không có sự hấp thụ nơtrôn nhanh thì :

$$S_1 = \eta\,\mu\,\Sigma_2\,\Phi_2. \qquad (2.112)$$

Nguồn nơtrôn nhiệt là :

$$S_1 = p\,\Sigma_1\,\Phi_1. \qquad (2.113)$$

Thay các số hạng nguồn S_1 và S_2 vào các phương trình (2.108) và (2.107) ta được :

$$\begin{cases} D_1\,\Delta\,\Phi_1 - \Sigma_1\Phi_1 + \eta\,\mu\,\Sigma_2\Phi_2 = 0 \\ D_2\,\Delta\,\Phi_2 - \Sigma_2\Phi_2 + p\,\Sigma_1\,\Phi_1 = 0 \end{cases} \qquad (2.114)$$

Để giải hệ phương trình (2.114) giả thiết rằng các mật độ thông lượng nơtrôn Φ_1 và Φ_2 là tổ hợp tuyến tính của 2 hàm Z(r) và W (r):

$$\begin{cases}\Phi_1 = A_1 Z + C_1 W \\ \Phi_2 = A_2 Z + C_2 W\end{cases} \qquad (2.115)$$

Ta xác định các hàm Z và W như các nghiệm của hệ 2 phương trình :

$$\begin{cases}\Delta Z + B_1^2 Z = 0 \\ \Delta W + B_2^2 W = 0\end{cases} \qquad (2.116)$$

Thay các hàm Φ_1 và Φ_2 vào (2.114) và dùng hệ phương trình (2.116) ta có :

$$\begin{cases}(A_1 D_1 B_1^2 + \Sigma_1 A_1 - \eta\mu\Sigma_2 A_2)Z + (C_1 D_1 B_2^2 + C_1\Sigma_1 - \eta\mu C_2\Sigma_2)W = 0 \\ (A_2 D_2 B_1^2 + \Sigma_2 A_2 - p\Sigma_1 A_1)Z + (C_2 D_2 B_2^2 + C_2\Sigma_2 - pC_1\Sigma_1)W = 0\end{cases} \qquad (2.117)$$

Nói chung B_1 khác B_2 nên Z và W là các hàm số độc lập nhau. Từ đó suy ra rằng, các phương trình (2.117) chỉ thỏa mãn khi từng hệ số của các biến số phải bằng 0. Điều kiện đó dẫn tới:

$$\begin{cases}A_1 = A_2 \dfrac{\eta\mu\Sigma_2}{D_1 B_1^2 + \Sigma_1} = A_2 \dfrac{D_2 B_1^2 + \Sigma_2}{p\Sigma_1} \\ C_2 = C_1 \dfrac{D_1 B_2^2 + \Sigma_1}{\eta\mu\Sigma_2} = C_1 \dfrac{p\Sigma_1}{D_2 B_2^2 + \Sigma_2}\end{cases} \qquad (2.118)$$

Rút gọn các thừa số C_1 và A_2 ta được :

$$\begin{cases}(D_1 B_1^2 + \Sigma_1)(D_2 B_1^2 + \Sigma_2) = p\eta\mu\Sigma_1 = k\Sigma_1\Sigma_2 \\ (D_1 B_2^2 + \Sigma_1)(D_2 B_2^2 + \Sigma_2) = p\eta\mu\Sigma_1\Sigma_2 = k\Sigma_1\Sigma_2\end{cases} \qquad (2.119)$$

Như vậy B_1 và B_2 là các nghiệm của phương trình bậc 4 đối với B :

$$(B^2 + x^2{}_1).(B^2 + z^2{}_2) = k\, x^2{}_1 x^2{}_2 \qquad (2.120)$$

trong đó: $x^2{}_1 = \dfrac{\Sigma_1}{D_1} = \dfrac{1}{\tau}$; $x^2{}_2 = \dfrac{\Sigma_2}{D_2} = \dfrac{1}{L^2}$. (2.121)

Như vậy :

$$\begin{cases} B_1^2 = \xi^2 \\ B_2^2 = -\lambda^2 \end{cases} \qquad (2.122)$$

Ở đây :

$$\begin{cases} \xi^2 = -\dfrac{x_1^2 + x_2^2}{2} + \dfrac{1}{2}\sqrt{\left(x_1^2 + x_2^2\right)^2 + 4x_1^2 x_2^2 (k-1)} \\ \lambda^2 = \dfrac{x_1^2 + x_2^2}{2} + \dfrac{1}{2}\sqrt{\left(x_1^2 + x_2^2\right)^2 + 4x_1^2 x_2^2 (k-1)} \\ \lambda^2 - \xi^2 = \quad x_1^2 + x_2^2 = \dfrac{1}{\tau} + \dfrac{1}{L^2}. \end{cases} \qquad (2.123)$$

Đối với trường hợp k = 1 thì ξ^2 và λ^2 nhận các giá trị gần đúng như sau :

$$\begin{cases} \xi^2 = \dfrac{x_1^2 . x_2^2}{x_1^2 + x_2^2}(k-1) = \dfrac{k-1}{\tau + L^2} \\ \lambda^2 = x_1^2 + x_2^2 = \dfrac{1}{\tau} + \dfrac{1}{L^2} \end{cases} \qquad (2.124)$$

Như vậy ξ^2 bằng Laplacien vật liệu của lý thuyết một nhóm nơtrôn.

Sử dụng biểu thức (2.118) thì các hàm Φ_1 và Φ_2 từ (2.115) có dạng :

$$\begin{cases} \Phi_1 = A_1 Z + C_1 W \\ \Phi_2 = a_1 A_1 Z + a_2 C_1 W \end{cases} \qquad (2.125)$$

trong đó :

$$\begin{cases} a_1 = \dfrac{p\Sigma_1}{D_2 \xi^2 + \Sigma_2} = \dfrac{D_1 \xi^2 + \Sigma_1}{\eta\mu\Sigma_2} \\ a_2 = \dfrac{p\Sigma_1}{-D_2 \lambda^2 + \Sigma_2} = \dfrac{-D_1 \lambda^2 + \Sigma_1}{\eta\mu\Sigma_2} \end{cases} \qquad (2.126)$$

hay:

$$\begin{cases} a_1 = \dfrac{pD_1}{\tau D_2} \dfrac{1}{\xi^2 + \dfrac{1}{L^2}} \\ a_2 = -\dfrac{pD_1}{\tau D_2} \dfrac{1}{\xi^2 + \dfrac{1}{\tau}} = \dfrac{pD_1}{\tau D_2} \dfrac{1}{-\lambda^2 + \dfrac{1}{L^2}} \end{cases} \qquad (2.127)$$

Với các nghiệm (2.122) và (2.123) của B_1^2 và B_2^2, hệ phương trình (2.116) trở thành :

$$\begin{cases} \Delta Z + \xi^2 Z = 0 \\ \Delta W - \lambda^2 W = 0 \end{cases} \qquad (2.128)$$

Để làm ví dụ ta tìm các nghiệm Z và W đối với vùng hoạt có dạng hình cầu. Các nghiệm tổng quát là :

$$Z(r) = A_z \frac{\sin\xi r}{r} + C_z \frac{\cos\xi r}{r}$$

$$W(r) = A_w \frac{sh\lambda r}{r} + C_w \frac{ch\lambda r}{r}$$

Do các hàm $\dfrac{\cos\xi r}{r}$ và $\dfrac{ch\lambda r}{r}$ bất thường tại tâm hình cầu r = 0 nên $C_z = C_W = 0$.

Như vậy :

$$Z(r) = A_Z \frac{\sin\xi r}{r}$$

$$W(r) = A_W \frac{sh\lambda r}{r}.$$

Các hằng số A_Z và A_W đưa vào các hằng số A_1 và C_1 của biểu thức (2.125), do đó có thể viết :

$$\begin{cases} Z(r) = \dfrac{\sin\xi r}{r} \\ W(r) = \dfrac{sh\lambda r}{r}. \end{cases} \quad (2.129)$$

Khi đó các hàm Φ_1 và Φ_2 có dạng :

$$\begin{cases} \Phi_1 = A_1 \dfrac{\sin\xi r}{r} + C_1 \dfrac{sh\lambda r}{r} \\ \Phi_2 = a_1 A_1 \dfrac{\sin\xi r}{r} + a_2 C_1 \dfrac{sh\lambda r}{r}. \end{cases} \quad (2.130)$$

2.10. PHƯƠNG TRÌNH VẬN CHUYỂN NƠTRÔN

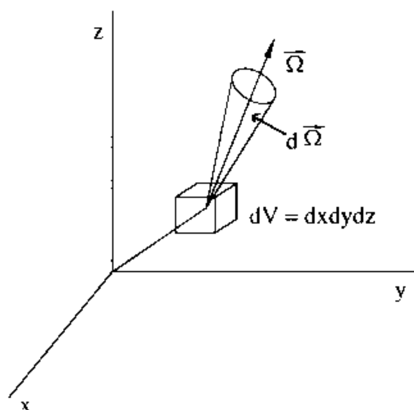
Trong các mục 2.4 đến 2.9 ta đã xem xét phương trình khuếch tán nơtrôn và các lời giải của nó trong khuôn khổ lý thuyết một nhóm và hai nhóm nơtrôn. Bây giờ ta hãy khảo sát phương trình tổng quát về việc vận chuyển nơtrôn và các phương pháp giải phương trình đó. Từ phương trình tổng quát nói trên có thể suy ra phương trình khuếch tán nơtrôn như một trường hợp riêng.

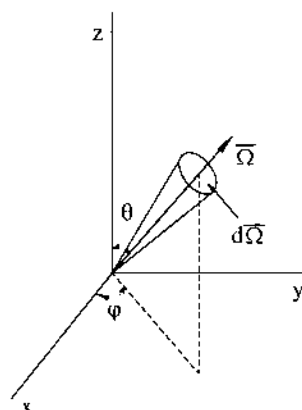
2.10.1. Các định nghĩa

- *Mật độ góc nơtrôn* là số nơtrôn tại tọa độ $\vec{r}$ với góc bay $\vec{\Omega}$ ở năng lượng E và thời gian t trong một thể tích đơn vị, góc đặc đơn vị và năng lượng đơn vị, được tính qua $1cm^2$, 1 radian và 1 MeV.

Mật độ góc $= N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ (2.131)

Do đó $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)dVd\vec{\Omega}dE$ là số nơtrôn trong yếu tố thể tích dV tại $\vec{r}$, có phương $d\vec{\Omega}$ tại $\vec{\Omega}$ và năng lượng trong khoảng dE tại E và tại thời gian t. Trên hình 2.10 trình bày yếu tố thể tích dV và yếu tố phương $d\vec{\Omega}$.





***Hình 2.10.* Yếu tố thể tích dV và yếu tố phương $d\vec{\Omega}$**

***Hình 2.11.* Hệ tọa độ cực**

Nếu biểu diễn $\bar{\Omega}$ trong tọa độ cực (hình 2.11) thì $d\vec{\Omega}$ = sinθdθdφ, trong đó yếu tố góc đặc $d\vec{\Omega}$ được xác định bởi các khoảng góc θ, θ + dθ và φ, φ +dφ.

Đặt μ = cosθ thì $d\vec{\Omega}$ = dμdφ.

- *Mật độ nơtrôn là* đại lượng tích phân của mật độ góc nơtrôn theo tất cả các phương:

$$\text{Mật độ nơtrôn} = \int_{4\pi} N(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)d\vec{\Omega} \equiv n(\vec{r},E,t) \qquad (2.132)$$

Vậy mật độ nơtrôn là số các nơtrôn tại $\vec{r}$ với năng lượng E tại thời gian t trong một thể tích đơn vị và năng lượng đơn vị. Trong hệ tọa cực thì :

$$n(\vec{r},E,t) \equiv \int_{1}^{1}\int_{0}^{2\pi} N(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)d\varphi d\mu$$

- *Vector thông lượng hay dòng góc nơtrôn*

$$\text{Vector thông lượng} = \vec{v}\ N(\vec{r},\vec{\Omega},E,t) \qquad (2.133)$$

trong đó $\vec{v}$ là vector vận tốc nơtrôn.

- *Thông lượng góc* là một đại lượng vô hướng, được định nghĩa như sau :

$$\text{Thông lượng góc} = vN(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \equiv \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (2.134)$$

- *Thông lượng tổng cộng* là tích phân của thông lượng góc theo tất cả các phương :

$$\text{Thông lượng tổng cộng} = vn(\vec{r}, E, t) \equiv \int_{4\pi} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\vec{\Omega}$$

$$= \Phi(\vec{r}, E, t) \quad (2.135)$$

- *Dòng nơtrôn*

$$\vec{J}(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} \vec{v}N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\vec{\Omega} \equiv v \int_{4\pi} \vec{\Omega}N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\vec{\Omega}. \quad (2.136)$$

- *Nguồn nơtrôn độc lập* là nguồn không phụ thuộc vào mật độ nơtrôn của hệ, ký hiệu bằng $S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$.

- *Tiết diện vĩ mô toàn phần* $\sigma(\vec{r}, E)$ chỉ phụ thuộc vào tọa độ $\vec{r}$ và năng lượng E. Trong mục 2.10 này sử dụng ký hiệu σ thay cho Σ đối với tiết diện vĩ mô với mục đích tránh nhầm lẫn với ký hiệu lấy tổng Σ.

- *Tiết diện vi phân* miêu tả xác suất để nơtrôn phát ra theo các phương khác nhau và năng lượng khác nhau do va chạm :

$$\text{Tiết diện vi phân} = \sigma_x(\vec{r}, E') \ f_x(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \to \vec{\Omega}, E)$$

trong đó $\vec{\Omega}'$, $\vec{\Omega}$ và E', E là góc bay và năng lượng trước và sau va chạm. Chỉ số của σ và f chỉ kênh tương tác : $\sigma_n(\vec{r}, E)$ và $\sigma_{n'}(\vec{r}, E)$ là các tiết diện tương tác tán xạ đàn hồi và không đàn hồi; $\sigma_\gamma(\vec{r}, E)$ là tiết diện chiếm phóng xạ; $\sigma_f(\vec{r}, E)$ là tiết diện phản ứng phân hạch hạt nhân. Đại lượng $f_x(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \to \vec{\Omega}, E)$ là xác suất vận chuyển, trong đó nếu nơtrôn phương $\vec{\Omega}'$ và năng lượng E' tham gia vào va chạm loại x thì sau va chạm có f_x nơtrôn bay theo phương $\vec{\Omega}$ và năng lượng E.

Đối với tán xạ đàn hồi và tán xạ không đàn hồi, một nơtrôn được bắn ra khi có một nơtrôn va chạm với hạt nhân, do đó xác suất vận chuyển f_n được chuẩn hóa về đơn vị :

$$\iint f_n\left(\vec{r};\vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E\right) d\vec{\Omega} dE = 1$$

$$\iint f_{n'}\left(\vec{r};\vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E\right) d\vec{\Omega} dE = 1 .$$

Đối với các phản ứng khác, ví dụ (n,γ), (n,α), trong đó không có các nơtrôn phóng ra sau phản ứng thì đại lượng f bằng 0.

Đối với phản ứng phân hạch hạt nhân có thể giả thiết rằng các nơtrôn phóng ra đẳng hướng trong hệ tọa độ phòng thí nghiệm. Khi đó hàm f_f có thể viết dưới dạng :

$$f_f\left(\vec{r};\vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E\right) d\vec{\Omega} dE = \frac{1}{4\pi} \nu\left(\vec{r}; E' \rightarrow E\right) d\vec{\Omega} dE$$

trong đó $\nu\left(\vec{r}; E' \rightarrow E\right)$ là xác suất để cho một phân hạch gây bởi một nơtrôn ở vị trí $\vec{r}$ với năng lượng E' phóng ra một nơtrôn với năng lượng dE tại giá trị E. Hơn nữa, có thể chuẩn hóa hàm ν sao cho :

$$\frac{1}{4\pi} \iint \nu\left(\vec{r}; E' \rightarrow E\right) d\vec{\Omega} dE = \int \nu\left(\vec{r}; E' \rightarrow E\right) dE = \bar{\nu}\left(\vec{r}, E'\right)$$

trong đó $\bar{\nu}\left(\vec{r}, E'\right)$ là số trung bình các nơtrôn sinh ra do phân hạch hạt nhân tại $\vec{r}$ bởi nơtrôn năng lượng E'. $\nu\left(\vec{r}, E' \rightarrow E\right) dE$ còn gọi là *phổ các nơtrôn phân hạch*.

- *Xác suất toàn phần vận chuyển nơtrôn* từ $\vec{\Omega}'$, E' đến $\vec{\Omega}$, E

$$\sigma(\vec{r}, E') f\left(\vec{r};\vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E\right)$$

được biểu diễn qua tổng số các xác suất riêng phần đối với các kênh phản ứng khác nhau :

$$\sigma(\vec{r}, E') f\left(\vec{r};\vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E\right) = \sum_x \sigma_x(\vec{r}, E') f_x\left(\vec{r};\vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E\right)$$

Lấy tích phân theo $d\vec{\Omega}$ và dE ta được :

$$\sigma(\vec{r},E')\int f\left(\vec{r};\vec{\Omega}',E'\to\vec{\Omega},E\right)d\vec{\Omega}dE =$$
$$\sum_x \sigma_x\left(\vec{r},E'\right)\int f_x\left(\vec{r};\vec{\Omega}',E'\to\vec{\Omega},E\right)d\vec{\Omega}dE$$

Do đó :

$$\int f\left(\vec{r};\vec{\Omega}',E'\to\vec{\Omega},E\right)d\vec{\Omega}dE =$$

$$= [\sigma_n(\vec{r},E') + \sigma_{n'}(\vec{r},E') + \sigma_f(\vec{r},E')\,\bar{\nu}\left(\vec{r},E'\right) + ...]/\sigma(\vec{r},E') \qquad (2.137)$$
$$= c(\vec{r},E').$$

Biểu thức này cho số nơtrôn trung bình phóng ra sau một va chạm ở vị trí $\vec{r}$ của các nơtrôn có năng lượng E'. Đối với quá trình đàn hồi và không đàn hồi thì c = 1; đối với quá trình phân hạch hạt nhân thì $c = \bar{\nu}$ còn đối với quá trình hấp thụ thuần túy, chẳng hạn (n,γ) và (n,α) thì c = 0. Đại lượng c có thể được đưa vào như một thừa số trong phương trình vận chuyển nơtrôn.

Ta tách phần phân hạch hạt nhân riêng ra thì (2.137) có thể viết thành :

$$\sigma(\vec{r},E')\, f\left(\vec{r};\vec{\Omega}',E'\to\vec{\Omega},E\right) =$$
$$= \frac{1}{4\pi}\sigma_f(\vec{r},E')\nu\left(\vec{r};\vec{E}'\to E\right)+\sum_x \sigma_x(\vec{r},E')\, f_x\left(\vec{r};\vec{\Omega}',E'\to\vec{\Omega},E\right)$$

trong đó $x \neq f$ là các tương tác không phân hạch có sinh ra nơtrôn.

- *Vận tốc tương tác* được xác định bởi đại lượng $v\sigma_x n$. Vận tốc tương tác theo phương bay của nơtrôn đối với các tương tác loại x là

$$v'\sigma_x(\vec{r},E')\, f_x\left(\vec{r};\vec{\Omega}',E'\to\vec{\Omega},E\right) N(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)d\vec{\Omega}'dE'd\vec{\Omega}dE.$$

2.10.2. Phương trình vận chuyển nơtrôn

Theo định nghĩa trên, $N(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)dVd\vec{\Omega}dE$ là số nơtrôn tại thời điểm t, trong yếu tố thể tích dV có năng lượng dE tại E và các phương trong chùm hẹp $d\vec{\Omega}$ tại $\vec{\Omega}$. Ta hãy xem điều gì sẽ xảy ra đối

với nhóm nơtrôn này sau một khoảng thời gian Δt. Có 3 trường hợp như sau :

- *Các nơtrôn vẫn còn ở lại trong nhóm*

Khoảng cách nơtrôn đi được sau khoảng thời gian Δt là $v\Delta t$, do đó xác suất để nơtrôn chịu va chạm trong khoảng thời gian này là $\sigma(\vec{r},E)\Delta t$. Ta coi các nơtrôn này sẽ bị mất đi khỏi nhóm sau một va chạm, do đó số nơtrôn còn lại trong nhóm là số nơtrôn không chịu va chạm. Khi đó xác suất để nơtrôn không va chạm trong khoảng thời gian Δt và còn lại trong nhóm là $1 - \sigma(\vec{r},E)\Delta t$. Như vậy

Số nơtrôn còn ở lại trong nhóm bằng

$$N(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)\,[1 - \sigma(\vec{r},E)\Delta t]\,dVd\vec{\Omega}dE.$$

Số nơtrôn này đi đến vị trí $\vec{r} + \vec{\Omega}vdt$ tại thời điểm $t + \Delta t$.

- *Các nơtrôn bổ sung vào nhóm do va chạm*

Số nơtrôn bổ sung vào nhóm do va chạm bằng

$$[\iint \sigma(\vec{r},E')\, f\left(\vec{r};\vec{\Omega}',E' \to \vec{\Omega},E\right) v'N(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)\, d\vec{\Omega}'dE']dVd\vec{\Omega}dEdt.$$

- *Các nơtrôn bổ sung vào nhóm từ các nguồn*

Số nơtrôn bổ sung vào nhóm từ các nguồn bằng

$$S\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)\ dVd\vec{\Omega}dEdt$$

Cộng các số hạng nêu trên và rút gọn tích $dVd\vec{\Omega}dE$ thì mật độ góc nơtrôn tại thời điểm $t + \Delta t$ là :

$$N(\vec{r}+\vec{\Omega}vdt,\vec{\Omega},E,t+\Delta t) = \qquad (2.138)$$

$$= N(\vec{r},\vec{\Omega},E,t)\,(1 + \sigma vdt) + [\iint \sigma' f v' N(\vec{r},\vec{\Omega}',E',t)\, d\vec{\Omega}'dE']\,\Delta t + S\Delta t$$

trong đó :

$\sigma = \sigma(\vec{r},E)$

$\sigma' f = \sigma(\vec{r},E')\ f\left(\vec{r};\vec{\Omega}',E' \to \vec{\Omega},E\right)$

$S = S\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)$.

Chia cả hai vế của phương trình này cho Δt và cho $\Delta t \to 0$ ta được:

$$\lim_{\Delta t \to 0} [N(\vec{r} + \vec{\Omega} v dt, \vec{\Omega}, E, t + \Delta t) - N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)]/\Delta t + \sigma v N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$$

$$= \iint \sigma' f v' N(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t)\, d\vec{\Omega}' dE' + S \qquad (2.139)$$

Số hạng thứ nhất bên vế trái của phương trình (2.139) là đạo hàm toàn phần theo thời gian của mật độ góc nơtrôn. Có thể nói, đó là đạo hàm theo thời gian khi nó xảy ra đối với người quan sát chuyển động cùng với nơtrôn. Nó được ký hiệu là $\frac{dN}{dt}$.

Nếu cộng và trừ đại lượng $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t + \Delta t)$ vào tử số của số hạng này ta được hai số hạng

$$\lim_{\Delta t \to 0} [N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t + \Delta t) - N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)]/\Delta t = \frac{\partial N}{\partial t} \qquad (2.140)$$

$$\lim_{\Delta t \to 0} [N(\vec{r} + \vec{\Omega} v dt, \vec{\Omega}, E, t + \Delta t) - N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t + \Delta t)]/\Delta t =$$

$$= v\vec{\Omega}\vec{\nabla} N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t). \qquad (2.141)$$

Thay các phương trình (2.140) và (2.141) vào (2.139) ta được

$$\frac{\partial N}{\partial t} + v\vec{\Omega}\vec{\nabla} N + \sigma v N = \iint \sigma' f v' N' d\vec{\Omega}' dE' + S \qquad (2.142)$$

trong đó, $N \equiv N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ và $N' \equiv N(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t)$

Phương trình (2.142) là *dạng cơ bản của phương trình vận chuyển nơtrôn.*

Dùng các đại lượng thông lượng nơtrôn

$$\Phi = vN = \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \text{ và } \Phi' = v'N' = \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t)$$

ta được *phương trình vận chuyển nơtrôn đối với thông lượng*

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \vec{\Omega}\vec{\nabla}\Phi + \sigma\Phi = \iint \sigma' f \Phi' d\vec{\Omega}' dE' + S. \qquad (2.143)$$

2.10.3. Phương trình khuếch tán nơtrôn là trường hợp gần đúng P_1 của phương trình vận chuyển nơtrôn

a. Khai triển Legengre của thông lượng góc

Ta hãy xét bài toán vận chuyển nơtrôn dừng, tức là phương trình đối với thông lượng nơtrôn không phụ thuộc thời gian, và trong trường hợp một vận tốc, tức là một nhóm năng lượng.

Để đơn giản, ta xét bài toán trong hình học phẳng. Khi đó hàm Φ chỉ phụ thuộc vào x và μ. Sự phụ thuộc góc có thể khai triển thành chuỗi các đa thức Legendre $P_m(\mu)$.

$$\Phi(x,\mu) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2m+1}{4\pi} \Phi_m(x) P_m(\mu) \qquad (2.144)$$

trong đó, $\Phi_m(x)$ là các hệ số khai triển, chúng phụ thuộc vào x. Do tính trực giao, các hàm này được xác định như sau :

$$\Phi_m(x) = \int \Phi(x,\mu) P_m(\mu) d\vec{\Omega} = 2\pi \int_{-1}^{+1} \Phi(x,\mu) P_m(\mu) d\mu . \qquad (2.145)$$

Ưu điểm của phép khai triển Legendre đối với thông lượng góc là ở chỗ hai số hạng đầu tiên có ý nghĩa vật lý đơn giản.

Khi m = 0 thì $P_0(\mu) = 1$, do đó theo (2.145), hàm $\Phi_0(x)$ là thông lượng toàn phần tại x.

Khi m = 1 thì $P_1(\mu) = \mu$, do đó phương trình (2.145) cho

$$\Phi_1(x) = 2\pi \int_{1}^{+1} \mu \Phi(x,\mu) d\mu . \qquad (2.146)$$

Đây là dòng J(x) tại điểm x theo phương x.

b. Phương trình vận chuyển một vận tốc

Đối với bài toán dừng, khi $\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$, phương trình vận chuyển nơtrôn có dạng :

$$\vec{\Omega}\vec{\nabla}\Phi(\vec{r},\vec{\Omega},E) + \sigma(\vec{r},E)\Phi(\vec{r},\vec{\Omega},E) = \tag{2.147}$$
$$= \iint \sigma(\vec{r},E')f(\vec{r};\vec{\Omega}',E' \to \vec{\Omega},E)\,\Phi(\vec{r},\vec{\Omega}',E')\,d\vec{\Omega}'dE' + S(\vec{r},\vec{\Omega},E).$$

Trong hình học phẳng vô hạn, các đại lượng Φ, σ, f, S chỉ phụ thuộc vào một tọa độ, khi đó :

$$\vec{\Omega}\vec{\nabla}N = \mu\frac{\partial N}{\partial z} \text{ hoặc } \vec{\Omega}\vec{\nabla}\Phi = \mu\frac{\partial \Phi}{\partial z}$$

Ngoài ra

$$\vec{\mu} = \vec{\Omega}\zeta \text{ và } \vec{\mu}' = \vec{\Omega}'\zeta$$

trong đó ζ là vector đơn vị theo phương z. Phương trình (2.147) có thể viết thành:

$$\mu\frac{\partial \Phi(z,\mu)}{\partial z} + \sigma(z)\Phi(z,\mu) =$$

$$= \sigma(z)c\int f(\vec{\Omega}' \to \vec{\Omega})\,\Phi(z,\mu')d\vec{\Omega}' + S(z,\mu) \tag{2.148}$$

trong đó c được xác định như sau :

$$\int f(\vec{r};\vec{\Omega}',E' \to \vec{\Omega},E)dE = c(\vec{r})\,f(\vec{r};\vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}). \tag{2.149}$$

Đặt $x = \int_0^z \sigma(z')dz'$ thì $\frac{\partial}{\partial z} = \sigma(z)\frac{\partial}{\partial x}$.

Giả sử các nơtrôn phóng ra đẳng hướng, nghĩa là $f(\vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}) = 1/4\pi$ thì phương trình (2.148) được viết thành

$$\mu\frac{\partial \Phi(x,\mu)}{\partial x} + \Phi(x,\mu) = \frac{c}{2}\int_{-1}^{1} \Phi(x,\mu')d\mu' + S(x,\mu) \tag{2.150}$$

trong đó $\Phi(x,\mu) \equiv \Phi[z(x),\mu]$

$S(x,\mu) \equiv S[z(x),\mu]/\sigma(z)$.

Đối với nguồn phẳng đẳng hướng tại x_0

$$S(x,\mu) = \delta(x - x_0)/4\pi$$

trong đó $\delta(x - x_0) = \begin{cases} 1 \text{ khi } x = x_0 \\ 0 \text{ khi } x \neq x_0 \end{cases}$

$$\mu \frac{\partial \Phi(x,\mu)}{\partial x} + \Phi(x,\mu) = \frac{c}{2} \int_{-1}^{1} \Phi(x,\mu')d\mu' + \delta(x)/4\pi \,. \qquad (2.151)$$

Thay hàm $\Phi(x,\mu)$ theo khai triển (2.144) vào phương trình (2.151) ta được

$$\mu \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) \frac{d\Phi_m(x)}{dx} P_m(\mu) \quad = \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1)\Phi_m(x)P_m(\mu)$$

$$= c\Phi_0(x) + \delta(x). \qquad (2.152)$$

Sử dụng hệ thức truy toán

$$(2m+1)\mu P_m(\mu) = (m+1)P_{m+1}(\mu) + mP_{m-1}(\mu)$$

trong số hạng đầu tiên ở vế bên trái và nhân biểu thức nhận được với $(2n+1)P_n(\mu)/2$ rồi lấy tích phân theo μ từ -1 đến $+1$. Do tính chất trực giao của các đa thức Legendre ta được:

$$(n+1) \frac{d\Phi_{n+1}(x)}{dx} + n \frac{d\Phi_{n-1}(x)}{dx} + (2n+1)(1 - c\delta_{0n}) \Phi_n(x) =$$

$$= \delta_{0n}\delta(x) \quad n = 0, 1, 2, \ldots \qquad (2.153)$$

trong đó $\Phi_{-1}(x) = 0$ và δ_{0n} là hàm Kronecker

$$\delta_{on} = \begin{cases} 1 \text{ khi } n = 0 \\ 0 \text{ khi } n \neq 0. \end{cases}$$

Phương trình (2.153) là một tập hợp vô hạn các phương trình đối với $\Phi_n(x)$.

c. Lý thuyết khuếch tán

Bây giờ ta hãy xét phép gần đúng P_1, là phép gần đúng đối với tập hợp các phương trình (2.153) với hai giá trị đầu tiên của n là 0 và 1. Hệ phương trình này được viết trong môi trường vô hạn đối với hình học phẳng. Ta sẽ thấy phép gần đúng đó đồng nhất với lý thuyết khuếch tán.

Ta xét hai phương trình (2.153) đối với n = 0 và n = 1

$$\frac{d\Phi_1(x)}{dx} + (1 - c)\,\Phi_0(x) = \delta(x). \qquad (2.154)$$

$$\frac{d\Phi_0(x)}{dx} + 3\Phi_1(x) = 0. \qquad (2.155)$$

Vì $\Phi_1(x)$ là dòng J(x) theo phương x còn $\Phi_0(x)$ là thông lượng toàn phần $\Phi(x)$ nên phương trình (2.155) là một dạng của định luật Fick

$$\Phi_1(x) = \dot{J}(x) = -D\frac{d\Phi(x)}{dx} \qquad (2.156)$$

trong đó hệ số D = 1/3, với độ dài biểu diễn qua độ dài dịch chuyển. Thay biểu thức này vào phương trình (2.154) ta được :

$$-\frac{d}{dx}\left[D\frac{d\Phi(x)}{dx}\right] + (1 - c)\,\Phi(x) = \delta(x).$$

Do 1 – c tương đương với tiết diện hấp thụ vĩ mô σ_a nên phương trình này có dạng :

$$D\Delta\Phi - \sigma_a\Phi + S = 0 \qquad (2.157)$$

trong đó toán tử Laplace $\Delta = \nabla^2$. Phương trình này trùng với phương trình (2.44) trong trường hợp bài toán dừng với $\frac{\partial\Phi}{\partial t} = 0$. Vậy *lý thuyết khuếch tán tương đương với phép gần đúng P_1* trong phương pháp khai triển thông lượng theo hàm Legendre và *phương*

trình khuếch tán nơtrôn là một trường hợp riêng của phương trình vận chuyển nơtrôn tổng quát (2.143).

2.10.5. Giới thiệu các phương pháp giải phương trình vận chuyển nơtrôn

Không thể xác định được nghiệm chính xác của phương trình vận chuyển nơtrôn đối với một lò phản ứng hạt nhân tổng quát. Ta chỉ đơn cử một việc, đó là tính một lượng rất lớn các tiết diện nơtrôn phụ thuộc năng lượng đối với các hạt nhân nhiên liệu, ^{235}U và ^{239}Pu, và các hạt nhân nguyên liệu, ^{232}Th và ^{238}U, cũng đủ cho thấy việc giải chính xác bài toán là không thể được. Vì vậy cần phải tìm các phương pháp giải gần đúng phương trình vận chuyển nơtrôn.

Phương pháp gần đúng quan trọng nhất là phương pháp nhiều nhóm nơtrôn, trong đó khoảng năng lượng nơtrôn quan tâm, thường từ 0,01 eV đến 10 MeV, được chia thành một số nhóm. Khi đó người ta coi tiết diện trong mỗi nhóm là không đổi, đó là đại lượng trung bình theo năng lượng và không phụ thuộc năng lượng.

Một phương pháp gần đúng khác là phương pháp Monte Carlo. Trong một số trường hợp người ta kết hợp cả hai phương pháp nhiều nhóm và phương pháp Monte Carlo để giải phương trình vận chuyển nơtrôn.

a. Phương pháp nhiều nhóm nơtrôn

Ta hãy xét bài toán dừng, tức là khi $\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$. Khi đó thông lượng góc trong nhóm thứ g có thể xác định như sau:

$$\Phi_g(\vec{r},\vec{\Omega}) = \int_{E_g}^{E_{g-1}} \Phi(\vec{r},\vec{\Omega},E)dE\,.$$

Khi đó số hạng σΦ trong vế trái phương trình vận chuyển (2.143) trở thành $\sigma_g(\vec{r},\vec{\Omega})\,\Phi_g(\vec{r},\vec{\Omega})$, trong đó :

$$\sigma_g(\vec{r},\vec{\Omega}) = \int_{E_g}^{E_{g-1}} \sigma(\vec{r},E)\Phi(\vec{r},\vec{\Omega},E)dE \;/\; \Phi_g(\vec{r},\vec{\Omega})\,.$$

Tiết diện của một nhóm $\sigma_g(\vec{r},\vec{\Omega})$ phụ thuộc $\vec{\Omega}$. Trong trường hợp tổng quát, sự phụ thuộc này phức tạp. Tuy nhiên có thể làm đơn giản hóa vấn đề nếu giả thuyết một dạng phụ thuộc góc của thông lượng nơtrôn và ta lấy tích phân theo năng lượng.

Bước đầu tiên trong phép gần đúng nhiều nhóm nơtrôn là khai triển thông lượng nơtrôn theo các hàm số cầu. Nếu có một trục đối xứng đối với phân bố góc của thông lượng nơtrôn, chẳng hạn trong trường hợp hình học phẳng và hình học cầu, thì khai triển sẽ dẫn đến tổng của các đa thức Legendre $P_n(\mu)$, trong đó μ là cosin của góc cực. Do các đa thức Legendre tạo nên một hệ đầy đủ nên việc khai triển không phải là một phép gần đúng. Tuy nhiên trong thực tế không thể tính được một tổng đầy đủ các đa thức Legendre, do đó phải thực hiện phép tính với một số hữu hạn các số hạng. Đây chính là một phép gần đúng. Nói chung, nếu phép lấy tổng thực hiện đối với N + 1 số hạng thì ta có *phép gần đúng P_N*.

Bước thứ hai trong việc giải phương trình vận chuyển nơtrôn là tích phân qua một miền năng lượng hữu hạn, nghĩa là một nhóm nơtrôn. Bằng cách đó xác định được các tiết diện của nhóm và ta có các phương trình nhiều nhóm P_N. Khi phân bố góc của thông lượng nơtrôn được biểu diễn bởi hai đa thức Lengendre đầu tiên, $P_0(\mu)$ và $P_1(\mu)$, thì ta có phép gần đúng P_1. Các phương trình gần đúng P_1 cũng chính là các phương trình khuếch tán nơtrôn,

được sử dụng rộng rãi nhất trong các bài toán vật lý lò phản ứng. Trong một số trường hợp người ta cũng sử dụng phép gần đúng P_3 hay các bậc cao hơn.

Một loại khác của phương pháp nhiều nhóm là phương pháp tọa độ gián đoạn, hay là *phương pháp S_N*, trong đó phương trình vận chuyển nơtrôn được giải theo một tập hợp gián đoạn các phương. Khi đó tích phân góc được tính gần đúng bằng cách lấy tổng theo các phương gián đoạn và các đạo hàm theo góc được xác định qua các gia số theo góc. Độ chính xác của phương pháp này phụ thuộc vào số các phương gián đoạn được tính toán. Thường phương pháp S_N được dùng đối với trường hợp không sử dụng được phép gần đúng P_1.

Các phương trình nhiều nhóm đối với các phép gần đúng P_N và S_N là các phương trình vi phân và chúng được chuyển thành các phương trình đại số để giải trên máy tính. Cách giải này thường được dùng để xác định sự vận chuyển nơtrôn nói chung, tức là độ tới hạn, phân bố công suất, tốc độ phản ứng v.v.. trong bài toán phụ thuộc năng lượng với hình học đơn giản.

Đối với hình học đơn giản, độ chính xác tính toán có liên quan đến các giá trị của các hằng số nhóm, tức là các tiết diện nhóm, và với số các nhóm và lưới không gian. Các hằng số nhóm là các giá trị trung bình của tiết diện nơtrôn được đưa vào phương trình vận chuyển nơtrôn. Ở đây vấn đề quan trọng là chọn các hàm số để thực hiện phép lấy trung bình theo trọng số.

Đối với hình học phức tạp hơn thì các phương trình gần đúng nhiều nhóm tổng quát không ứng dụng được, khi đó hoặc là ta sử dụng cấu trúc tinh tế trong vùng hoạt không đồng nhất, khoặc không sử dụng chính hình học đó mà dùng một hoặc hai tọa độ không gian để tính toán.

Khi xử lý cấu trúc tinh tế, thường thực hiện tính toán đối với từng ô không đồng nhất, nghĩa là một phần tử được lặp đi lặp lại trong vùng hoạt. Khi đó phương trình vận chuyển nơtrôn được giải trong các phép gần đúng P_1 hay S_N với các điều kiện biên phù hợp.

Đối với hình học hình cầu, hình trụ hay tấm bảng hai chiều có thể sử dụng hình học một chiều để tính toán. Đối với hình học không gian hai chiều, các phép gần đúng P_1 và S_N bậc thấp được áp dụng để tính như một bài toán đơn giản. Khi đó cần chọn lưới không gian phù hợp để miêu tả được tình huống cụ thể. Với một hệ phức tạp hai hay ba chiều có thể sử dụng phương pháp biến thiên, trong đó thông lượng hai chiều có thể được tính như tích của hai thông lượng một chiều. Phương pháp Monte Carlo được dùng khi các cách tính toán trên không áp dụng được.

b. Phương pháp Monte Carlo

Phương pháp Monte Carlo là phương pháp tính số dựa trên lý thuyết thống kê. Việc áp dụng phương pháp này xuất phát từ việc miêu tả tiết diện vĩ mô như xác suất tương tác khi nơtrôn dịch chuyển trong không gian. Khi đó lịch sử tồn tại và di chuyển của nơtrôn được miêu tả nhờ việc theo dõi các nơtrôn riêng biệt qua các va chạm liên tiếp nhau. Các vị trí va chạm và các kết quả va chạm, nghĩa là phương và năng lượng của nơtrôn phát ra, được xác định bởi xác suất xuất hiện các số ngẫu nhiên.

Các số ngẫu nhiên được sinh ra bằng máy tính. Máy tính sẽ chọn các số ξ_1, ξ_2, ξ_3, v.v.. một cách ngẫu nhiên trong khoảng $0 \le \xi_i \le 1$. Điều đó có nghĩa là xác suất $p(\xi_i)d\xi_i$ đối với ξ_i nằm giữa ξ_i và $\xi_i + d\xi_i$ là $d\xi_i$ nếu như $0 \le \xi_i \le 1$, nghĩa là $p(\xi_i) = 1$.

Để hình dung được việc sử dụng các số ngẫu nhiên miêu tả lịch sử nơtrôn, ta hãy xét một thí dụ đơn giản khi các nơtrôn xuất phát

từ một nguồn điểm đơn năng và đẳng hướng. Đầu tiên hãy chọn phương bay của nơtrôn, và do đó sử dụng hai số ngẫu nhiên ξ_1 và ξ_2. Góc bay trên mặt phẳng nằm ngang được chọn là $\varphi_1 = 2\pi\xi_1$ và cosin của góc cực là $\mu = 2\xi_2 - 1$. Do nguồn là đẳng hướng nên các giá trị đầu tiên của φ và μ là có xác suất bằng nhau trong các khoảng $0 \le \varphi \le 2\pi$ và $-1 \le \mu \le 1$. Bước tiếp theo là xác định vị trí va chạm thứ nhất. Ta ký hiệu $\sigma(s)$ là tiết diện theo phương vừa được chọn ở khoảng cách s đến nguồn. Khi đó xác suất $p(s)ds$ để nơtrôn chịu một va chạm giữa s và s + ds là :

$$p(s)ds = \sigma(s)\exp\left[-\int_0^s \sigma(s')ds'\right]ds.$$

Nếu lấy biến thứ ba là ξ_3 thì có thể xác định s theo

$$\ln\xi_3 = -\int_0^s \sigma(s')ds'.$$

Từ đó suy ra rằng

$$d\xi_3 = -\sigma(s)\,ds\left[-\int_0^s \sigma(s')ds'\right] \qquad (2.158)$$

và bởi vì $p(s)ds = p(\xi_3)\,d\xi_3 = d\xi_3$ nên đại lượng s được xác định từ phân bố $p(s)$. Dấu trừ trong phương trình (2.158) xuất hiện do s giảm khi ξ_3 tăng.

Khi vị trí của va chạm thứ nhất được xác định, các số ngẫu nhiên tiếp theo được dùng để tìm lối ra của va chạm thứ nhất, vị trí của va chạm thứ hai, v.v.. Tiếp tục thủ tục này cho đến khi nơtrôn kết thúc lịch sử của mình, chẳng hạn do việc rò ra khỏi hệ thống hay do hấp thụ.

Độ chính xác của phương pháp Monte Carlo được xác định bởi số các nơtrôn được kiểm nghiệm. Thường số nơtrôn được kiểm nghiệm càng lớn, độ chính xác của kết quả tính toán càng cao.

Chương 3

TRẠNG THÁI TỚI HẠN CỦA LÒ PHẢN ỨNG

3.1. HỆ SỐ NHÂN HIỆU DỤNG

Như đã trình bày trong chương 1, tham số đặc trưng cho môi trường nhân nơtrôn là hệ số k, hay tỷ số của số nơtrôn trong thế hệ này so với số nơtrôn trong thế hệ trước đó. Nếu $k < 1$ thì lò dưới tới hạn, $k = 1$ lò tới hạn và $k > 1$ lò trên tới hạn.

Đối với môi trường đồng nhất và lớn vô hạn thì hệ số nhân là k_∞ . Với vùng hoạt có kích thước giới hạn thì có hiện tượng rò nơtrôn nhanh trong quá trình làm chậm và nơtrôn nhiệt do quá trình khuếch tán. Do đó hệ số nhân trở thành :

$$k_{eff} = k_\infty P_\tau P_L \tag{3.1}$$

trong đó P_τ là xác suất tránh rò trong quá trình làm chậm còn P_L là xác xuất tránh rò trong quá trình khuếch tán.

3.1.1. Xác định xác suất tránh rò nơtrôn nhanh P_τ

Đối với môi trường nhân vô hạn, nguồn nơtrôn nhiệt trong phép gần đúng một nhóm nơtrôn không kể đến quá trình làm chậm là $k_\infty \Sigma_a \Phi$ theo biểu thức (2.81). Khi tính đến quá trình làm chậm nơtrôn thì nguồn nơtrôn nhiệt được xác định theo biểu thức (2.92) và (2.99), tức là $S = k_\infty \Sigma_a \Phi e^{-B^2\tau}$. Như vậy nguồn nơtrôn nhiệt giảm đi do quá trình làm chậm nơtrôn, hệ số suy giảm $e^{-B^2\tau}$ phụ thuộc vào tuổi nơtrôn τ và kích thước hình học của vùng hoạt,

thể hiện qua Laplacien hình học B_g^2. Như vậy khi vùng hoạt có kích thước hữu hạn, xác suất tránh rò nơtrôn trong quá trình làm chậm là :

$$P_\tau = e^{-B^2\tau} \tag{3.2}$$

3.1.2. Xác định xác suất tránh rò nơtrôn nhiệt P_L

Mật độ nơtrôn nhiệt bị hấp thụ trong 1 s là $\Sigma_a\Phi$ còn mật độ nơtrôn nhiệt bị rò trong 1 s được xác định theo công thức (2.40), bằng $-D\Delta\Phi$. Do hàm Φ thỏa mãn phương trình $\Delta\Phi + B^2\Phi = 0$ nên $-D\Delta\Phi = DB^2\Phi$. Xác suất tránh rò nơtrôn nhiệt trong quá trình khuếch tán là :

$$P_L = \frac{\Sigma_a\Phi}{\Sigma_a\Phi + DB^2\Phi} = \frac{1}{1 + B^2L^2}\,. \tag{3.3}$$

trong đó, $L^2 = D/\Sigma_a$.

Kết hợp các biểu thức (3.1), (3.2) và (3.3) ta được hệ số nhân nơtrôn hiệu dụng :

$$k_{eff} = k_\infty \frac{e^{B^2\tau}}{1 + B^2L^2}\,. \tag{3.4}$$

Điều kiện tới hạn của vùng hoạt lò phản ứng là :

$$k_\infty \frac{e^{B^2\tau}}{1 + B^2L^2} = 1\,. \tag{3.5}$$

Biểu thức này trùng với biểu thức (2.103) suy từ phương trình khuếch tán dừng ($\frac{\partial\Phi}{\partial t} = 0$) trong phép gần đúng một nhóm nơtrôn có kể đến quá trình làm chậm nơtrôn.

3.2. CÔNG THỨC 4 THỪA SỐ

Hệ số nhân k_∞ còn gọi là công thức 4 thừa số. Nó có dạng :

$$k_\infty = \eta\, \mu\, p\, f \qquad (3.6)$$

trong đó, η là số nơtrôn nhanh sinh ra khi hạt nhân uran hấp thụ một nơtrôn nhiệt, μ là hệ số nhân nơtrôn nhanh do phân hạch ^{238}U, p là xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng và f là hệ số sử dụng nơtrôn nhiệt.

Bây giờ ta xét các thừa số của công thức 4 thừa số nêu trên.

3.2.1. Hệ số sinh nơtrôn η

Khi ^{235}U hấp thụ một nơtrôn nhiệt thì sinh ra ν nơtrôn nhanh do phân hạch. Giả sử trong nhiên liệu uran nồng độ ^{235}U và ^{238}U là N_5 và N_8. Tiết diện vi mô hấp thụ nơtrôn nhiệt đối với ^{235}U và ^{238}U là σ_5 và σ_8. Khi đó :

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{f5} N_5 \Phi}{\sigma_5 N_5 \Phi + \sigma_8 N_8 \Phi} = \nu \frac{\sigma_{f8} N_5}{\sigma_5 N_5 + \sigma_8 N_8} \qquad (3.7)$$

trong đó, σ_{f5} là tiết diện phân hạch của ^{235}U đối với nơtrôn nhiệt.

Với nhiên liệu chỉ có ^{235}U thuần túy thì :

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{f5}}{\sigma_5}. \qquad (3.8)$$

Từ các giá trị thực nghiệm nêu trong các bảng 1.1 và 1.3, $\sigma_{f5} = 582b$, $\sigma_5 = 695b$, và $\nu = 2,41$ ta được $\eta = 2,02$.

Với nhiên liệu uran thiên nhiên, trong đó $N_5 = 0,00714$ và $N_8 = 0,993$, ngoài ra $\sigma_8 = 2,7b$, ta có:

$$\eta = 2,41 \frac{582 \times 0,00714}{694 \times 0,00714 + 2,7 \times 0,993} = 1,31. \qquad (3.9)$$

Nếu trong vùng hoạt có các khối có cấu trúc khác nhau hoặc với thành phần đồng vị khác nhau thì công thức (3.7) có dạng :

$$\eta = \nu \frac{\sum_k \sigma_{f5} N_5^k \Phi^k}{\sum_k \left(\sigma_5 N_5^k + \sigma_8 N_8^k\right) \Phi^k} \qquad (3.10)$$

trong đó Φ^k là mật độ thông lượng trung bình nơtrôn nhiệt tại bề mặt thanh nhiên liệu loại k.

3.2.2. Hệ số nhân trên nơtrôn nhanh μ

Tiết diện phân hạch ^{238}U có ngưỡng ở năng lượng cỡ 1,1 MeV. Do năng lượng của đa số nơtrôn tức thời vượt quá giá trị này nên có xác suất nào đó đối với quá trình phân hạch ^{238}U do nơtrôn nhanh. Giá trị μ phụ thuộc vào các tiết diện phân hạch và tán xạ không đàn hồi, vào các tỷ số chất làm chậm so với nồng độ uran. Trong lò phản ứng đồng nhất, các hạt nhân ^{238}U được bao bọc bởi các hạt nhân chất làm chậm. Do đó các nơtrôn nhanh phân hạch va chạm với các hạt nhân làm chậm và năng lượng của chúng giảm xuống dưới ngưỡng phân hạch ^{238}U. Như vậy hệ số nhân trên nơtrôn nhanh μ khác đơn vị rất ít. Còn trong lò phản ứng không đồng nhất, các nơtrôn nhanh thoạt tiên chuyển động trong thanh nhiên liệu do đó xác suất va chạm với ^{238}U lớn và sự phân hạch trong lò loại này lớn hơn so với lò đồng nhất. Ngoài các thông số kể trên trong lò đồng nhất, đối với lò không đồng nhất μ còn phụ thuộc vào kích thước các khối uran và khoảng cách giữa chúng.

Ta hãy xét hệ số μ đối với một thanh nhiên liệu uran. Giả sử có một nơtrôn nhanh sinh ra trong thanh nhiên liệu thì số nơtrôn nhanh bay ra khỏi thanh nhiên liệu sẽ là $\mu > 1$. Gọi P là xác suất để nơtrôn nhanh chịu một va chạm trong khối uran trên đường đi của mình. Như vậy $J_0 = 1 - P$ là xác suất để nơtrôn đi khỏi thanh nhiên liệu mà không bị va chạm. Số nơtrôn chịu một va chạm và bay ra khỏi khối uran là :

$$J_1 = \left(\frac{\nu\sigma_f}{\sigma}P + \frac{\sigma_e}{\sigma}P\right)(1 - P) + \frac{\sigma_{ie}}{\sigma}P \qquad (3.11)$$

trong đó, $\sigma_f = 0,29$ b là tiết diện phân hạch ^{238}U, $\sigma_e = 1,5b$ là tiết diện tán xạ đàn hồi, $\sigma_{ie} = 2,47b$ là tiết diện tán xạ không đàn hồi

còn σ = 4,3b là tiết diện toàn phần. Ý nghĩa của biểu thức (3.11) như sau : $\frac{\sigma_f}{\sigma}$ là xác suất phân hạch, $\frac{\sigma_e}{\sigma}$ là sác xuất tán xạ đàn hồi còn $\frac{\nu\sigma_f}{\sigma}P + \frac{\sigma_e}{\sigma}P$ là số nơtrôn xuất hiện sau một va chạm, số nơtrôn bay ra ngoài từ số nơtrôn đó là $(\frac{\nu\sigma_f}{\sigma}P + \frac{\sigma_e}{\sigma}P)(1-P)$; số nơtrôn $\frac{\sigma_{ie}}{\sigma}P$ xuất hiện do tán xạ không đàn hồi, có năng lượng bé và bay ra ngoài.

Số nơtrôn chịu 2 lần va chạm và bay ra ngoài là :

$$J_2 = \left(\frac{\nu\sigma_f}{\sigma}P + \frac{\sigma_e}{\sigma}P\right)^2(1-P) + (\frac{\nu\sigma_f}{\sigma}P + \frac{\sigma_e}{\sigma}P)\frac{\sigma_{ie}}{\sigma}P. \qquad (3.12)$$

Cũng lập luận tương tự ta có số nơtrôn bay ra sau khi chịu 3 lần va chạm J_3, 4 lần va chạm J_4, v.v.. và số nơtrôn bay ra toàn bộ là :

$$\mu = J_0 + J_1 + J_2 + J_3 + \ldots$$

$$= \frac{1-P}{1-\frac{\nu\sigma_f+\sigma_e}{\sigma}P} + \frac{\frac{\sigma_{ie}}{\sigma}P}{1-\frac{\nu\sigma_f+\sigma_e}{\sigma}P}$$

$$= 1 + \frac{\left[\frac{\nu\sigma_f+\sigma_e+\sigma_{ie}-\sigma}{\sigma}P\right]}{\left[1-\frac{\nu\sigma_f+\sigma_e}{\sigma}P\right]}$$

Thay các giá trị số đối với các tiết diện trong công thức trên ta được :

$$\mu = 1 + \frac{(4{,}695-4{,}3)P/4{,}3}{1-\frac{2{,}225}{4{,}3}P}$$

hay $$\mu = 1 + \frac{0{,}092P}{1 - 0{,}52P}. \tag{3.13}$$

Biểu thức (3.13) đạt cực đại khi P = 1, khi đó :

$$\mu_{max} \approx 1{,}2. \tag{3.14}$$

Trong phép tính trên ta không xét đến kích thước thanh nhiên liệu, nồng độ ^{238}U và khoảng cách giữa các thanh nhiên liệu. Đối với thanh nhiên liệu dày nơtrôn đi được một quãng đường dài hơn thanh nhiên liệu mỏng, vì vậy hệ số nhân μ trong trường hợp thanh nhiên liệu dày lớn hơn thanh nhiên liệu mỏng. Nếu khoảng cách a giữa các thanh nhiên liệu lớn hơn nhiều so với độ dài tán xạ λ_s của nơtrôn nhanh trong chất làm chậm thì đa số nơtrôn nhanh sau khi làm chậm đến năng lượng E < 1 MeV mới rơi vào thanh nhiên liệu khác. Do đó đối với lưới thanh nhiên liệu có $a \gg \lambda_s$ thì μ chỉ phụ thuộc vào kích thước và thành phần thanh nhiên liệu. Chẳng hạn thanh nhiên liệu có bán kính r thì :

$$\mu = 1 + 0{,}0175r \text{ (r tính theo cm).} \tag{3.15}$$

Để làm ví dụ ta xét lò uran thiên nhiên làm chậm bằng graphít có a = 14cm và r = 1,5cm. Độ dài tán xạ trong graphit là $\lambda_s = 2{,}5$cm, do đó $a \gg \lambda_s$. Hệ số nhân μ bằng :

$$\mu = 1 + 0{,}0175 \times 1{,}5 = 1{,}026$$

Đối với lò nước-nước, tức là lò dùng nước làm chậm nơtrôn và tải nhiệt, thường các thanh nhiên liệu tạo nên một mạng lưới rất sít nhau, do đó $a \ll \lambda_s$. Cách bố trí như vậy có tác dụng hạn chế sự hấp thụ nơtrôn trong nước. Trong lưới dày thanh nhiên liệu như vậy các nơtrôn phân hạch kịp đi xuyên qua một vài thanh nhiên liệu trước khi năng lượng của chúng bị giảm xuống dưới ngưỡng phân hạch của ^{238}U, nhờ vậy hệ số μ có giá trị lớn. Lò phản ứng năng lượng VVER của Liên Xô có cấu trúc vừa nói trên, đối với nó

hệ số μ phụ thuộc vào tỷ số N_8/N_H, trong đó N_8 là nồng độ hạt nhân ^{238}U và N_H là nồng độ hạt nhân hydrô, theo công thức sau :

$$\mu \approx 1 + 0{,}22\,(N_8/N_H). \qquad (3.16)$$

Ví dụ với $N_H/H_8 = 5$ thì $\mu = 1 + 0{,}22 \times 0{,}2 = 1{,}044$.

3.2.3. Xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng p

Như đã trình bày trong chương 2, nơtrôn trong quá trình làm chậm bị các hạt nhân ^{238}U hấp thụ trong miền cộng hưởng. Miền này kéo dài từ 1 eV đến 1000 eV (hình 3.1). Trên hình 3.1 thấy rõ các đỉnh hấp thụ có tiết diện rất lớn.

Xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng được xác lập theo công thức (2.25). Thay N_a bằng N_8 ta được :

$$p = \exp\left(-\frac{N_8 I_{eff}}{\xi \Sigma_s}\right). \qquad (3.17)$$

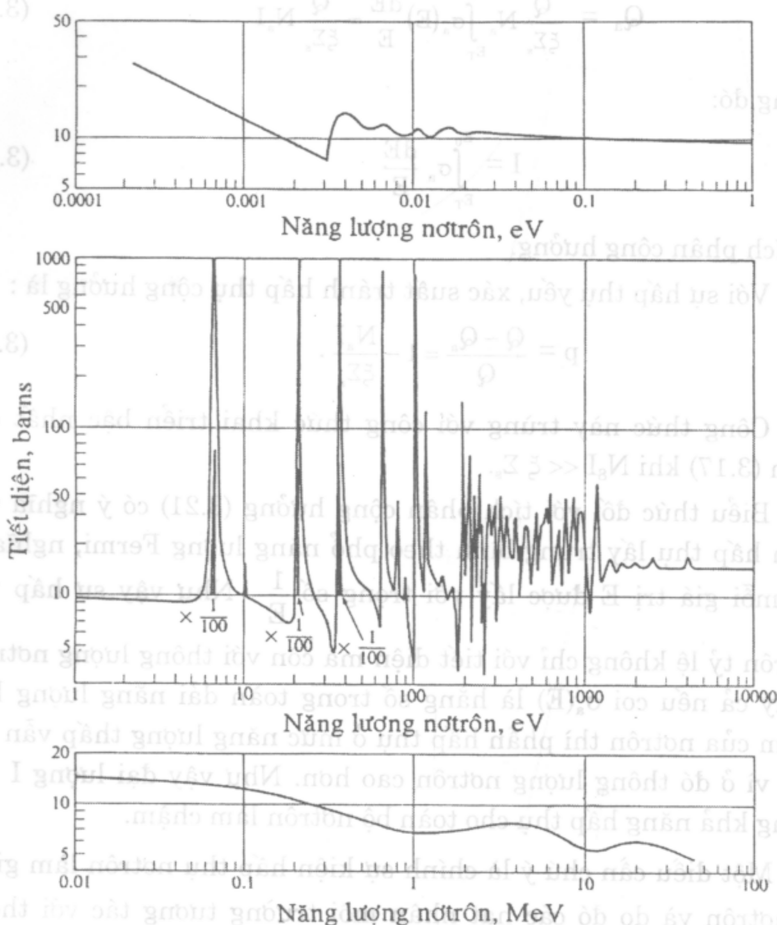
Trong đó I_{eff} là tích phân cộng hưởng hiệu dụng

$$I_{eff} = \int_E^{E_0} \sigma_a \frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_a}\frac{dE}{E} = \int_E^{E_0} \frac{\sigma_a}{1 + \frac{N_8}{\Sigma_s}\sigma_a}\frac{dE}{E}. \qquad (3.18)$$

Trong mục 2.2 đã trình bày phương pháp suy ra biểu thức (3.18). Ở đây ta bổ sung thêm ý nghĩa vật lý của biểu thức này.

Giả sử có một môi trường hấp thụ yếu nơtrôn với tiết diện hấp thụ vĩ mô $\Sigma_a(E)$. Số nơtrôn trong quá trình làm chậm bị hấp thụ trong 1 cm^3 và 1 s tại miền năng lượng gần giá trị E là $\varphi(E)\Sigma_a(E)$. Như vậy số nơtrôn làm chậm bị hấp thụ trong toàn dải năng lượng là :

$$Q_a = \int_{E_T}^{E_0} \varphi(E)\Sigma_a(E)dE = N_a \int_{E_T}^{E_0} \varphi(E)\sigma_a(E)dE. \qquad (3.19)$$



Hình 3.1. **Sự phụ thuộc năng lượng của tiết diện toàn phần tương tác nơtrôn với ^{238}U**

Các nơtrôn làm chậm tuân theo phổ năng lượng Fermi

$$\varphi(E) = \frac{Q}{\xi \Sigma_s} \frac{1}{E}$$

nên :

$$Q_a = \frac{Q}{\xi\Sigma_s} N_a \int_{E_T}^{E_0} \sigma_a(E) \frac{dE}{E} = \frac{Q}{\xi\Sigma_s} N_a I \qquad (3.20)$$

trong đó:

$$I = \int_{E_T}^{E_0} \sigma_a \frac{dE}{E} \qquad (3.21)$$

là tích phân cộng hưởng.

Với sự hấp thụ yếu, xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng là :

$$p = \frac{Q - Q_a}{Q} = 1 - \frac{N_a I}{\xi\Sigma_s}. \qquad (3.22)$$

Công thức này trùng với công thức khai triển bậc nhất của hàm (3.17) khi $N_a I << \xi \Sigma_s$.

Biểu thức đối với tích phân cộng hưởng (3.21) có ý nghĩa tiết diện hấp thụ lấy trung bình theo phổ năng lượng Fermi, nghĩa là tại mỗi giá trị E được lấy với trọng số $\frac{1}{E}$. Như vậy sự hấp thụ nơtrôn tỷ lệ không chỉ với tiết diện mà còn với thông lượng nơtrôn. Ngay cả nếu coi $\sigma_a(E)$ là hằng số trong toàn dải năng lượng làm chậm của nơtrôn thì phần hấp thụ ở mức năng lượng thấp vẫn lớn hơn vì ở đó thông lượng nơtrôn cao hơn. Như vậy đại lượng I đặc trưng khả năng hấp thụ cho toàn bộ nơtrôn làm chậm.

Một điều cần chú ý là chính sự kiện hấp thụ nơtrôn làm giảm số nơtrôn và do đó các hạt nhân môi trường tương tác với thông lượng nơtrôn nhỏ hơn, tức là thông lượng nơtrôn giảm đi khi tiết diện hấp thụ vĩ mô tăng. Kết quả là khi tăng tiết diện hấp thụ vĩ mô Σ_a, tích số $\Sigma_a\Phi$ có tăng nhưng tăng chậm hơn sự tăng Σ_a. Điều đó có nghĩa là chính vật hấp thụ lại ngăn cản mình hấp thụ nơtrôn có hiệu quả nhất. Biểu thức (3.21) chưa miêu tả hiệu ứng này vì trong đó thông lượng nơtrôn có dạng $\frac{1}{E}$ mà chưa bị biến dạng.

Chính biểu thức (3.18) thể hiện hiệu ứng giảm mật độ thông lượng nơtrôn tại các mức năng lượng cộng hưởng và do đó nó được gọi là tích phân cộng hưởng hiệu dụng.

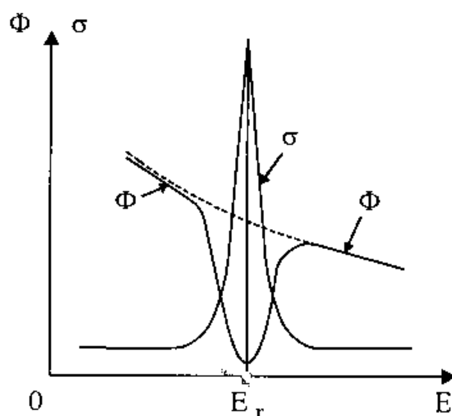
Thật vậy trong miền cộng hưởng mật độ thông lượng nơtrôn được xác định bởi tiết diện vĩ mô toàn phần $\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s$. Thông lượng nơtrôn làm chậm có dạng tỷ lệ nghịch với E chỉ trong trường hợp $\Sigma_t \approx \Sigma_s$ và giá trị Σ_t này không đổi. Còn với một giá trị năng lượng nào đó tiết diện Σ_t tăng thì mật độ thông lượng nơtrôn sẽ giảm đi với hệ số $\frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_a}$, trong đó Σ_s ở tử số chính là tiết diện vĩ mô toàn phần ngoài giới hạn cộng hưởng (hình 3.2). Thừa số này được đưa vào biểu thức dưới dấu tích phân của (3.18) để chuyển từ biểu thức tích phân cộng hưởng (3.21) sang biểu thức tích phân cộng hưởng hiệu dụng (3.18).

Các biểu thức (3.17) và (3.18) cho thấy rằng p và I_{eff} đều phụ thuộc vào tỷ số $\frac{\Sigma_s}{N_8}$, là tiết diện tán xạ vi mô của môi trường làm chậm trên một hạt nhân ^{238}U.

Tích phân cộng hưởng hiệu dụng I_{eff} thường được xác định bằng thực nghiệm và nó cho phép đơn giản hóa việc tính toán độ hấp thụ cộng hưởng. Đại lượng này có thứ nguyên tiết diện, vì vậy xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng có thể viết là :

$$p = \exp\left(-\frac{\Sigma}{\xi\Sigma_s}\right) \quad (3.23)$$

trong đó, $\Sigma = N_8 I$ tương tự với tiết diện vĩ mô. Công thức (3.23) phản ánh sự cạnh tranh giữa 2 quá trình trong miền cộng hưởng : sự hấp thụ và sự làm chậm nơtrôn.



Hình 3.2. **Mật độ thông lượng nơtrôn tại gần giá trị cộng hưởng**

Sự hấp thụ cộng hưởng trong các môi trường đồng nhất và không đồng nhất là không giống nhau.

Trong môi trường đồng nhất, là môi trường mà các hạt nhân uran trộn đều trong thể tích chất làm chậm, tất cả các hạt nhân nằm trong điều kiện giống nhau. Khi tăng nồng độ ^{238}U, tích phân cộng hưởng giảm đi. Hiệu ứng này được gọi là hiệu ứng che chắn của các mức cộng hưởng. Nội dung của nó như sau. Khi tăng nồng độ ^{238}U thì phần các nơtrôn cộng hưởng, trước đây bị hấp thụ bởi hạt nhân ^{238}U cho trước, nay bị hạt nhân ^{238}U khác hấp thụ. Tuy nhiên sự hấp thụ cộng hưởng vĩ mô, nghĩa là đại lượng $N_8 I_{eff}$, cũng tăng khi tăng nồng độ N_8 (tăng yếu hơn quy luật tuyến tính) và xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng p sẽ giảm. Sau khi tính hiệu ứng che chắn, tích phân cộng hưởng hiệu dụng có dạng bán thực nghiệm như sau :

$$I_8 = 3{,}9 \left(\frac{\Sigma_s}{N_8} \right)^{0{,}415} \qquad (3.24)$$

và xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng bằng

$$p = \exp\left[-\frac{N_8}{\xi\Sigma_s} \times 3,9\left(\frac{\Sigma_s}{N_8}\right)^{0,415}\right] = \exp\left[-\frac{3,9}{\xi}\left(\frac{N_8}{\Sigma_s}\right)^{0,585}\right]. \qquad (3.25)$$

Trong môi trường không đồng nhất, với cùng nồng độ ^{238}U như trong môi trường đồng nhất, tích phân cộng hưởng có giá trị nhỏ hơn. Điều đó được giải thích do 2 nguyên nhân. Thứ nhất, do các khối uran tách ra nhau và giữa chúng là chất làm chậm nên các nơtrôn khi đi qua chất làm chậm, được làm chậm qua miền năng lượng cộng hưởng và không bị hấp thụ cộng hưởng. Thứ hai, hiệu ứng che chắn của các mức cộng hưởng đối với uran lớn hơn nhiều so với môi trường đồng nhất. Thật vậy, uran không làm chậm nơtrôn và nơtrôn chỉ được làm chậm trong môi trường làm chậm. Vì vậy nguồn nơtrôn chậm, trong đó có nơtrôn cộng hưởng, nằm trong chất làm chậm và khuếch tán vào khối uran. Do tiết diện hấp thụ cộng hưởng của ^{238}U rất lớn nên phần lớn các nơtrôn cộng hưởng bị hấp thụ ở lớp mặt ngoài của khối uran và các nơtrôn này không đi được vào bên trong khối uran. Do 2 nhân tố nói trên, có thể tách tích phân cộng hưởng thành 2 thành phần : thành phần ứng với sự hấp thụ cộng hưởng trong toàn thể tích mà không chịu hiệu ứng che chắn và thành phần ứng với sự hấp thụ trên bề mặt của khối nhiên liệu, tức là có tính đến hiệu ứng che chắn. Chẳng hạn, khối nhiên liệu có dạng thanh hình trụ đường kính d (cm) gồm uran thiên nhiên, tích phân cộng hưởng được biểu thị bằng công thức bán thực nghiệm như sau :

$$I_8 = 4,15 + 12,35/\sqrt{d}. \qquad (3.26)$$

Ta xét môi trường đồng nhất gồm uran thiên nhiên và graphit với tỷ số $\frac{N_{ch}}{N_8} = 215$, trong đó N_{ch} là nồng độ chất làm chậm. Tiết diện tán xạ của graphít là 4,8 b. Dùng biểu thức (3.24) ta có tích phân cộng hưởng của môi trường đồng nhất là :

$$I_{dn} = 3{,}9 \times (215 \times 4{,}8)^{0{,}415} = 69b.$$

Với $\xi_c = 0{,}158$ ta được xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng đối với môi trường đồng nhất :

$$p_{dn} = \exp\left(-\frac{N_8 I_{dn}}{\xi_c N_{ch} \sigma_S}\right) \approx 0{,}65 .$$

Với môi trường không nhất cũng có tỷ số $\frac{N_{ch}}{N_8} = 215$ gồm lưới các thanh nhiên liệu uran thiên nhiên có đường kính d = 3 cm thì tích phân cộng hưởng là :

$$I_{kdn} = 4{,}15 + 12{,}35/\sqrt{3} \approx 11{,}3b.$$

khi đó :

$$p_{kdn} \approx 0{,}93$$

Như vậy *xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng đối với môi trường không đồng nhất lớn hơn môi trường đồng nhất* có cùng tỷ số $\frac{N_{ch}}{N_8}$.

3.2.4. Hệ số sử dụng nơtrôn nhiệt f

Hệ số sử dụng nơtrôn nhiệt là tỷ số giữa số nơtrôn được uran hấp thụ và toàn bộ số nơtrôn được hấp thụ bởi uran, vật liệu làm chậm và các vật liệu khác trong vùng hoạt lò phản ứng. Đối với lò đồng nhất thì :

$$f = \frac{\sigma_5 N_5 + \sigma_8 N_8}{\sigma_5 N_5 + \sigma_8 N_8 + \sum_i \sigma_i N_i} = \frac{\sigma_u N_u}{\sigma_u N_u + \sum_i \sigma_i N_i} \quad (3.27)$$

trong đó, σ_5, σ_8, σ_u và σ_i là tiết diện hấp thụ nơtrôn đối với ^{235}U, ^{238}U, uran và vật liệu loại i. Các đại lượng N_5, N_8, N_u và N_i là nồng độ hạt nhân của các chất tương ứng. Đặt :

$$q_i = \frac{\sigma_i N_i}{\sigma_u N_u} \quad (3.28)$$

thì :

$$f = \frac{1}{1 + \sum_i q_i}. \qquad (3.29)$$

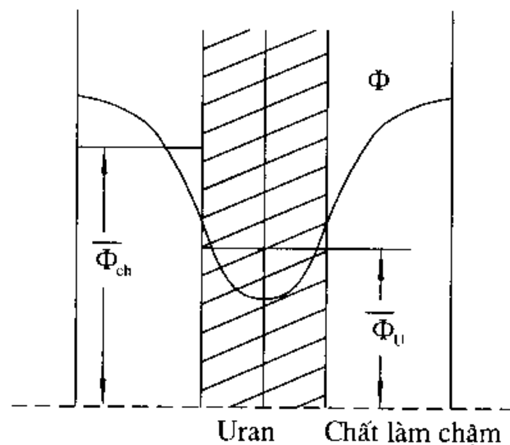
Biểu thức (3.29) cho thấy rằng :

- Khi tăng nồng độ uran thì f tiến dần đến đơn vị. Ngược lại, hệ số f giảm khi pha loãng dần uran trong hỗn hợp.

- Khi tăng độ giàu uran thì tiết diện hấp thụ $\Sigma_U = \sigma_u N_u$ tăng, do đó f cũng tăng.

- Nếu tiết diện của tất cả các thành phần phụ thuộc năng lượng theo quy luật $\frac{1}{v}$ thì f không phụ thuộc năng lượng nơtrôn, tức là không phụ thuộc nhiệt độ T.

Đối với lò phản ứng không đồng nhất thì nhiên liệu tập trung vào các thanh nhiên liệu, mật độ nơtrôn nhiệt trong thanh bé hơn ở chất làm chậm. Điều này gây nên do 2 nguyên nhân. Thứ nhất, uran không làm chậm nơtrôn, nghĩa là trong thanh nhiên liệu không có nguồn nơtrôn nhiệt mà nguồn nơtrôn nhiệt nằm trong chất làm chậm. Nơtrôn nhiệt có mặt trong thanh nhiên liệu là do chúng khuếch tán vào từ môi trường chất làm chậm. Thứ hai, uran có tiết diện hấp thụ nơtrôn nhiệt lớn hơn chất làm chậm nên nơtrôn nhiệt trong khối uran bị giảm nhiều hơn. Như vậy trong thanh nhiên liệu không những lượng nơtrôn nhiệt ít hơn trong chất làm chậm mà thông lượng nơtrôn nhiệt còn giảm dần từ ngoài vào trong thanh nhiên liệu, nghĩa là tại tâm thanh nhiên liệu thông lượng nơtrôn đạt cực tiểu. Trên hình 3.3 trình bày sự thay đổi mật độ thông lượng nơtrôn trong lưới các thanh nhiên liệu hình trụ, từ đó ta có các mật độ thông lượng trung bình $\overline{\Phi_u}$ trong thanh nhiên liệu và $\overline{\Phi_{ch}}$ trong chất làm chậm.



Hình 3.3. **Phân bố mật độ nơtrôn nhiệt trong lò không đồng nhất**

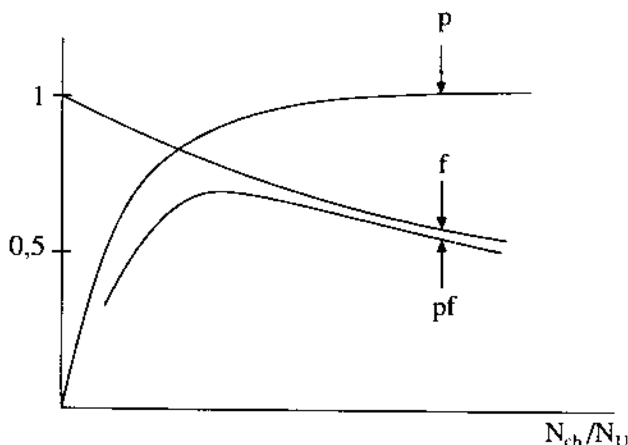
Hệ số sử dụng nơtrôn nhiệt trong lò không đồng nhất cũng tính theo (3.29), trong đó :

$$q_i = \frac{\int_{V_i} \Phi_{ch} \sigma_i N_i dV_i}{\int_{V_u} \Phi_u \sigma_u N_u dV_u}. \qquad (3.30)$$

Từ hình 3.3 thấy rằng $\overline{\Phi_{ch}} > \overline{\Phi_u}$, do đó theo (3.30) ta được $q_i^{kdn} > q_i^{dn}$. Như vậy $f_{kdn} < f_{dn}$.

3.2.5. Hệ số nhân đối với một số môi trường

Ta hãy xét môi trường đồng nhất gồm uran thiên nhiên với các chất làm chậm. Trên hình 3.4 trình bày sự phụ thuộc của các tham số p và f vào các tỷ số nồng độ chất làm chậm N_{ch} và nồng độ uran N_u, $\frac{N_{ch}}{N_u}$ trong hỗn hợp đồng nhất.



Hình 3.4. **Sự phụ thuộc của p, f và pf vào $\frac{N_{ch}}{N_u}$**

Trên hình 3.4 thấy rằng đại lượng p tăng còn f giảm khi tăng tỷ số $\frac{N_{ch}}{N_u}$. Tích số pf lúc đầu tăng, đạt được cực đại và sau đó giảm theo $\frac{N_{ch}}{N_u}$. Như vậy có thể chọn tỷ số $\frac{N_{ch}}{N_u}$ tối tưu để đạt giá trị cực đại của tích số pf.

Nếu coi $\mu \approx 1$ thì hệ số nhân $k_\infty = \eta pf$. Đối với uran thiên nhiên $\eta = 1,31$ do đó $k_\infty = 1,31pf$. Để vùng hoạt đạt tới hạn thì $1,31pf = 1$, do đó $pf = 0,76$.

Xét trường hợp hỗn hợp đồng nhất gồm uran thiên nhiên và graphit. Tính p theo các công thức (3.24) và (3.25) còn f theo công thức (3.27) ta được kết quả nêu trên bảng 3.1.

Bảng 3.1. **Sự phụ thuộc hệ số nhân và tỷ số N_{ch}/N_u**

đối với lò đồng nhất gồm uran thiên nhiên và graphit

$\frac{N_{ch}}{N_u}$	p	f	pf	k
100	0,52	0,94	0,49	0,65
200	0,64	0,89	0,58	0,76
300	0,70	0,85	0,59	0,78
400	0,75	0,81	0,61	0,80
500	0,78	0,77	0,60	0,79
600	0,80	0,73	0,58	0,78

Từ bảng 3.1 thấy rằng $(pf)_{max} \approx 0{,}61$ tại giá trị $\frac{N_{ch}}{N_u} \approx 400$ và $k_\infty = 0{,}8$. Như vậy hỗn hợp đồng nhất gồm uran thiên nhiên và graphit không tạo được môi trường để giữ phản ứng dây chuyền. Điều này có nghĩa là không thể tạo được lò phản ứng từ uran thiên nhiên trộn đều với graphit.

Thực hiện các phép tính đánh giá tương tự ta nhận được các giá trị $(k_\infty)_{max}$ đối với các môi trường đồng nhất gồm uran thiên nhiên và một số chất làm chậm nêu trên bảng 3.2 . Từ bảng này thấy rằng các môi trường đồng nhất gồm nhiên liệu uran thiên nhiên và chất làm chậm là nước, berili và graphit không giữ được phản ứng dây chuyền. Riêng môi trường đồng nhất gồm uran thiên nhiên và nước nặng cho hệ số $(k_\infty)_{max} > 1$, có nghĩa là có thể duy trì phản ứng dây chuyền. Do đó có thể tạo nên lò phản ứng với nhiên liệu uran thiên nhiên và chất làm chậm nước năng trộn đều nhau.

Bảng 3.2. **Giá trị cực đại của hệ số nhân đối với môi trường đồng nhất gồm uran thiên nhiên và các chất làm chậm khác nhau**

Chất làm chậm	$(N_{ch}/N_u)_{max}$	$(k_\infty)_{max}$
H_2O	2,5	0,84
D_2O	167	1,14
Be	193	0,8
C	400	0,8

Để cấu tạo lò phản ứng với nhiên liệu uran thiên nhiên và chất làm chậm graphit người ta sử dụng cấu trúc không đồng nhất. Khi đó tuy hệ số sử dụng nơtrôn nhiệt giảm nhưng xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng tăng nhanh hơn, do đó hệ số nhân nơtrôn vượt quá đơn vị. Chẳng hạn với tỷ số $\frac{N_{ch}}{N_u} = 215$, đối với môi trường đồng nhất thì p_{dn} = 0,65 còn đối với môi trường không đồng nhất thì p_{kdn}=0,93, nghĩa là xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng tăng 43% khi chuyển từ cấu trúc đồng nhất sang cấu trúc không đồng nhất. Trong lúc đó hệ số sử dụng nơtrôn nhiệt f_{dn} = 0,885 đối với lò đồng nhất và giảm đi 4% đối với lò không đồng nhất. Như vậy tích số pf tăng lên 1,43 x 0,96 = 1,37 khi chuyển từ lò đồng nhất sang lò không đồng nhất và khi đó $(pf)_{kdn} = 1,37 \times (pf)_{dn} = 0,795$. Giá trị này lớn hơn giá trị cần thiết 0,76 của tích số pf. Tại giá trị đó ta có k_∞ = 1,05.

Đối với lò không đồng nhất hệ số k_∞ phụ thuộc vào tỷ số nồng độ các phân tử hay nguyên tử chất làm chậm so với nồng độ các nguyên tử uran $\frac{N_{ch}}{N_u}$; vào tỷ số thể tích chất làm chậm so với thể tích uran $\frac{V_{ch}}{V_u}$; vào đường kính các thanh uran d_U; vào khoảng cách giữa các thanh uran a. Có thể chọn các thông số này một cách tối ưu để k_∞ đạt giá trị lớn nhất (bảng 3.3).

Bảng 3.3. **Các thông số tối ưu đối với lò phản ứng uran thiên nhiên**

Chất làm chậm	$\frac{N_{ch}}{N_u}$	$\frac{V_{ch}}{V_u}$	d_U (cm)	a (cm)	k_∞
H_2O	1,4	2	1,5	2,5	≤ 1
D_2O	20	30	3	15	1,2
C	80	50	3	20	1,08

Từ bảng 3.3 ta thấy rằng môi trường không đồng nhất gồm uran thiên nhiên và nước nặng cho hệ số k_∞ lớn nhất. Hệ số k_∞ đối với môi trường uran thiên nhiên – graphit chỉ vượt đơn vị không lớn, môi trường này cũng tạo được cơ cấu tới hạn. Vì graphit là vật liệu dễ sản xuất hơn nước nặng nên đa số các lò phản ứng với nhiên liệu uran thiên nhiên đều dùng graphit làm chậm. Trong hệ không đồng nhất gồm uran thiên nhiên và nước, hệ số k_∞ chỉ xấp xỉ đơn vị và $k_\infty = 1$ là giới hạn cao nhất có thể đạt được. Do đó có thể đạt được trạng thái tới hạn với lò phản ứng có thể tích rất lớn. Tuy nhiên cơ chế tới hạn như vậy không có ý nghĩa thực tiễn.

Với uran giàu, tức là tăng tỷ lệ phần trăm của đồng vị ^{235}U trong nhiên liệu uran, hệ số k_∞ tăng lên. Chẳng hạn với độ giàu ^{235}U bằng 1%, hệ không đồng nhất làm chậm bằng nước, hệ số $k_\infty = 1,12$ và có thể đạt được trạng thái tới hạn dễ dàng. Như vậy để tạo được lò phản ứng dùng nước làm chậm thì phải sử dụng uran giàu. Vì nước dễ sản xuất và rẻ nên lò phản ứng uran – nước được sử dụng rộng rãi. Lò phản ứng năng lượng VVER-440 của Liên Xô sử dụng uran giàu 3,3%. Độ giàu ^{235}U của thanh nhiên liệu lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt là 36%.

Môi trường không đồng nhất gồm uran thiên nhiên và berili cũng đạt được giá trị $k_\infty > 1$ khi chọn các thông số tối ưu. Giá trị k_∞ cũng vào cỡ của lò uran graphit. Tuy nhiên do berili là vật liệu đắt tiền hơn graphit nên nó ít được sử dụng. Người ta chỉ sử dụng berili làm chất làm chậm trong lò phản ứng với nhiên liệu uran có

độ giàu rất cao. Lò phản ứng loại này có vùng hoạt bé và độ rò nơtrôn lớn, đặc biệt đối với nơtrôn nhanh. Berili có khả năng giữ các nơtrôn nhanh tốt hơn nước vì nước hầu như trong suốt đối với nơtrôn nhanh.

3.3. KÍCH THƯỚC TỚI HẠN CỦA VÙNG HOẠT LÒ PHẢN ỨNG

Giả sử ta có môi trường nhân nơtrôn từ các vật liệu có thành phần đã biết và có hệ số nhân $k_\infty > 1$. Ta xác định kích thước môi trường này sao cho quá trình phản ứng phân hạch hạt nhân dây chuyền ở trạng thái dừng. Rõ ràng rằng nếu kích thước môi trường quá bé thì nơtrôn bay ra ngoài, do đó lò ở trạng thái dưới tới hạn, còn kích thước quá lớn thì nơtrôn được giữ lại quá nhiều trong môi trường và lò ở trạng thái trên tới hạn. Như vậy có thể tìm được kích thước của lò sao cho nó ở trạng thái tới hạn. Điều kiện tới hạn để xác định kích thước vùng hoạt của lò phản ứng, như đã nêu trong mục 2.8, là sự bằng nhau của Laplacien hình học B_g^2 và Laplacien vật liệu B_m^2 :

$$B_g^2 = B_m^2 \tag{3.31}$$

trong đó Laplacien vật liệu được xác định bằng phương trình :

$$\frac{k_\infty e^{-B_m^2\tau}}{1 + B_m^2 L^2} = 1 . \tag{3.32}$$

Khi $k_\infty \approx 1$ thì ta có :

$$\begin{cases} B_m^2 = \dfrac{k_\infty - 1}{M^2} \\ M^2 = \tau + L^2 \end{cases} . \tag{3.33}$$

Laplacien hình học B_g^2 xác định từ việc giải phương trình dừng :

$$\Delta\Phi + B_g^2\Phi = 0 \qquad (3.34)$$

đối với từng vùng hoạt có dạng hình học cho trước.

Ta hãy xét kích thước tới hạn của một số vùng hoạt lò phản ứng có dạng hình học thông dụng là hình cầu, hình trụ và hình hộp.

3.3.1. Vùng hoạt có dạng hình cầu (*hình 3.5a)*

Đối với vùng hoạt có dạng hình cầu phương trình (3.34) có dạng :

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r} + B_g^2\Phi = 0 . \qquad (3.35)$$

Nghiệm có dạng :

$$\Phi(r) = A\frac{\sin(B_g r)}{r} . \qquad (3.36)$$

Giả sử ngoài vùng hoạt là chân không thì điều kiện biên là :

$$\Phi(R) = 0 \qquad (3.37)$$

trong đó $R = R_0 + d$ với R_0 là bán kính hình cầu và $d = 0{,}71\ \lambda_{tr}$ là độ dài ngoại suy. Từ điều kiện (3.37) ta suy ra được Laplacien hình học:

$$B_g = \frac{\pi}{R} . \qquad (3.38)$$

Do đó với điều kiện tới hạn $B_g = B_m$ ta có :

$$R = \frac{\pi}{B_g} = \frac{\pi M}{(k_x - 1)^{\frac{1}{2}}} . \qquad (3.39)$$

Thể tích vùng hoạt là :

$$V_C = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi \frac{\pi^3 M^3}{(k_x - 1)^{\frac{3}{2}}} . \qquad (3.40)$$

Từ các biểu thức (3.39) và (3.40) ta thấy $R \sim \frac{1}{(k_\infty - 1)^{\frac{1}{2}}}$ và $V_c \sim \frac{1}{(k_\infty - 1)^{\frac{3}{2}}}$, như vậy nếu k_∞ càng gần đơn vị thì kích thước vùng hoạt càng lớn.

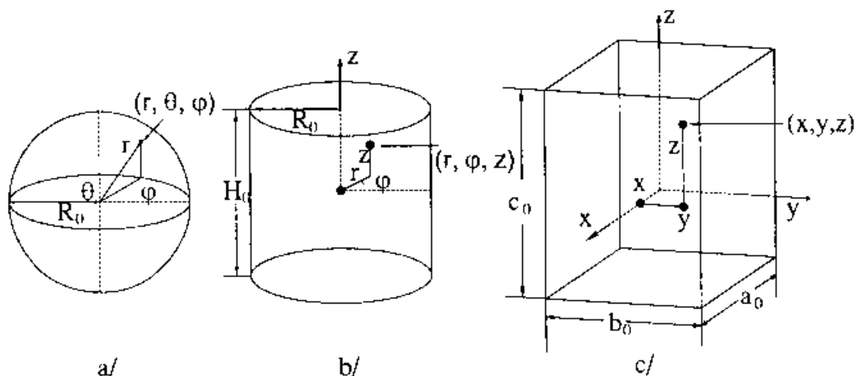
3.3.2. Vùng hoạt có dạng hình trụ (*hình 3.5b*)

Đối với vùng hoạt có dạng hình trụ phương trình (3.34) có dạng :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + B_g^2 \Phi = 0 . \quad (3.41)$$

Nghiệm phương trình này như sau :

$$\Phi(r,z) = A \cos(B_{gz} z)\, J_0(B_{gr} r). \quad (3.42)$$



***Hình 3.5.* Các vùng hoạt có dạng hình cầu (a), hình trụ (b) và hình hộp (c)**

trong đó $J_0(B_{gr} R)$ là hàm Bessel cầu bậc 0, B_{gz} và B_{gr} là các Laplacien theo chiều cao và theo bán kính hình trụ. Chúng xác định từ các điều kiện biên như sau :

$$\cos(B_{gz}\frac{H}{2}) = 0 \text{ và } J_0(B_{gr}R) = 0 \qquad (3.43)$$

trong đó :

$$H = H_0 + 2d \text{ và } R = R_0 + d$$

với H_0 và R_0 là chiều cao và bán kính hình trụ, $d = 0{,}71\ \lambda_{tr}$ là độ dài ngoại suy.

Như vậy : $$B_{gz} = \frac{\pi}{H} \text{ và } B_{gr} = \frac{2{,}405}{R} \qquad (3.44)$$

còn Laplacien toàn phần là :

$$B_g^2 = B_{gz}^2 + B_{gr}^2 = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 + \left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2. \qquad (3.45)$$

Đối với vùng hoạt hình trụ ta cần xác định 2 đại lượng H và R. Muốn vậy cần thiết lập 2 phương trình, trong đó một phương trình xuất phát từ điều kiện tới hạn $B_g^2 = B_m^2$

hay :

$$\left(\frac{\pi}{H}\right)^2 + \left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2}. \qquad (3.46)$$

Phương trình thứ hai xác lập từ điều kiện thể tích vùng hoạt tối thiểu, tức là :

$$\frac{dV}{dH} = \frac{d}{dH}(\pi R^2 H) = (2RH\frac{dR}{dH} + R^2)\pi = 0$$

trong đó $\frac{dR}{dH}$ được xác định từ biểu thức (3.46)

$$\frac{dR}{dH} = -\frac{\pi^2}{H^3}\frac{R^3}{(2{,}405)^2}.$$

Thay $\frac{dR}{dH}$ vào biểu thức trên ta được :

$$\frac{2R}{H} = 1,083. \quad (3.47)$$

Giải hệ phương trình (3.46) và (3.47) ta được :

$$H = \frac{\sqrt{3}\pi}{B_m} = \frac{\sqrt{3}\pi M}{(k_\infty - 1)^{\frac{1}{2}}}$$

$$R = \sqrt{\frac{3}{2}}\frac{2,405}{B_m} = \sqrt{\frac{3}{2}}\frac{2,405M}{(k_\infty - 1)^{\frac{1}{2}}}. \quad (3.48)$$

Thể tích hình trụ bằng :

$$V_{tr} = \pi R^2 H = \frac{3\sqrt{3}}{2}\pi^2 \frac{(2,405)^2 M^3}{(k_\infty - 1)^{\frac{3}{2}}}. \quad (3.49)$$

3.3.3. Vùng hoạt có dạng hình hộp (*hình 3.5c*)

Đối với vùng hoạt có dạng hình hộp phương trình có dạng :

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} + B_g^2\Phi = 0. \quad (3.50)$$

Nghiệm phương trình này như sau :

$$\Phi(x,y,z) = A\cos(B_{gx}x)\cos(B_{gy}y)\cos(B_{gz}z) \quad (3.51)$$

trong đó, B_{gx}, B_{gy}, B_{gz} là các Laplacien theo các phương x, y và z. Chúng được xác định từ các điều kiện biên :

$$\cos\left(B_{gx}\frac{a}{2}\right) = 0 \; ; \; \cos\left(B_{gy}\frac{b}{2}\right) = 0 \; ; \; \cos\left(B_{gz}\frac{c}{2}\right) = 0. \quad (3.52)$$

Từ đó :

$$B_{gx} = \frac{\pi}{a} \; ; \; B_{gy} = \frac{\pi}{b} \; ; \; B_{gz} = \frac{\pi}{c} \quad (3.53)$$

với $a = a_0 + 2d$; $b = b_0 + 2d$; $c = c_0 + 2d$, trong đó a_0, b_0 và c_0 là các kích thước của hình hộp còn $d = 0,71\ \lambda_{tr}$ là độ dài ngoại suy. Laplacien toàn phần bằng :

$$B_g^2 = B^2_{gx} + B^2_{gy} + B^2_{gz} = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2. \tag{3.54}$$

Thể tích hình hộp là $V_h = abc$, trong đó a, b và c liên hệ với nhau theo biểu thức :

$$\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2 = B_m^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2} \tag{3.55}$$

theo điều kiện tới hạn (3.31). Do thể tích V_h đạt giá trị cực tiểu khi a = b = c nên theo (3.35) ta được :

$$a = \frac{\sqrt{3}\pi}{B_m} = \sqrt{3}\pi \frac{M}{(k_\infty - 1)^{1/2}} \tag{3.56}$$

và $$V_h = a^3 = \frac{3\sqrt{3}\pi^3}{B_m^3} = 3\sqrt{3}\pi^3 \frac{M^3}{(k_\infty - 1)^{3/2}}. \tag{3.57}$$

Cũng tương tự như trong trường hợp hình cầu, đối với các vùng hoạt có dạng hình trụ và hình hộp, các kích thước tới hạn cũng tỷ lệ với $\frac{1}{(k_\infty - 1)^{1/2}}$, nghĩa là kích thước tới hạn càng bé khi k_∞ càng lớn.

Nếu các vùng hoạt với các dạng hình học khác nhau có cùng một Laplacien vật liệu B_m^2 thì tỷ số các thể tích của chúng là :

$$V_h : V_{tr} : V_c = 1,24 : 1,145 : 1 \tag{3.58}$$

nghĩa là *vùng hoạt có dạng hình cầu có thể tích bé nhất, sau đó đến dạng hình trụ, còn vùng hoạt dạng hình hộp có thể tích lớn nhất.*

3.4. CÔNG SUẤT CỦA LÒ VÀ SỰ PHÁT NHIỆT TRONG LÒ

3.4.1. Mật độ phát nhiệt

Như đã trình bày trong chương 1, mỗi phản ứng phân hạch giải phóng năng lượng $E \approx 200$ MeV = $200 \frac{10^{-15}}{6,25}$ kW × s . Do đó năng

lượng tỏa ra toàn bộ sẽ tỷ lệ với số lượng các phân hạch hạt nhân và công suất lò là lượng năng lượng tỏa ra đó trong đơn vị thời gian.

Tốc độ phản ứng hạt nhân trong đơn vị thể tích môi trường với nồng độ hạt nhân N hạt nhân / cm^3 khi mật độ thông lượng nơtrôn Φ nơtrôn / (cm^2 s) là :

$$w = \Sigma_f \Phi \quad \text{phản ứng} / cm^3 s \tag{3.59}$$

trong đó, $\Sigma_f = N\sigma_f$ là tiết diện phân hạch vĩ mô. Năng lượng giải phóng trong yếu tố thể tích dV và 1 s là :

$$dP = E \Sigma_f \Phi \, dV \, \frac{MeV}{s} \tag{3.60}$$

Do đó công suất của lò là :

$$P = \int_V E \Sigma_f \Phi dV \frac{MeV}{s} \tag{3.61}$$

Đối với lò đồng nhất thì tiết diện phân hạch Σ_f là hằng số cho cả vùng hoạt, do đó công suất trung bình là :

$$P = E \, \Sigma_f \overline{\Phi} \, V \frac{MeV}{sec} \tag{3.62}$$

trong đó :

$$\overline{\Phi} = \frac{1}{V} \int_V \Phi(\vec{r}) dV \tag{3.63}$$

là thông lượng trung bình trong vùng hoạt.

Thay giá trị $E = 200 \text{ MeV} = 200 \times \frac{10^{-15}}{6,25} kW \times s$ vào công thức (3.62) ta được :

$$\overline{P} = \frac{1}{c} \Sigma_f \overline{\Phi} V \quad kW \tag{3.64}$$

$$c = 3,1.10^{13}$$

Công suất riêng trong đơn vị thể tích :

$$\overline{P_V} = \frac{\overline{P}}{V} = \frac{1}{c}\Sigma_f\overline{\Phi}\,\frac{kW}{cm^3} \tag{3.65}$$

được gọi là *mật độ phát nhiệt* của lò phản ứng.

Công suất riêng của nhiên liệu là công suất trên đơn vị khối lượng uran :

$$\overline{P_m} = \frac{\overline{P}}{m_U} = \frac{\Sigma_f\overline{\Phi}V}{cm_U} = \frac{\Sigma_f\overline{\Phi}Vx}{cm_{U235}} \tag{3.66}$$

trong đó m_u là khối lượng uran trong vùng hoạt, còn x là độ giàu ^{235}U, tức là $x = \frac{m_{U235}}{m_u}$.

3.4.2. Hệ số không đồng đều

Các công thức trên cho thấy công suất của lò và mật độ phát nhiệt tỷ lệ với mật độ thông lượng nơtrôn trong vùng hoạt. Tuy nhiên mật độ thông lượng nơtrôn là hàm thay đổi nhiều tại các vị trí khác nhau trong vùng hoạt. Chẳng hạn, đối với vùng hoạt có dạng bảng phẳng vô hạn, $\Phi \sim \cos(Bx)$ có cực đại tại điểm giữa và bằng không tại biên ngoại suy. Như vậy mật độ phát nhiệt tại các nơi trong vùng hoạt khác nhiều so với mật độ trung bình.

Để phản ánh tính chất phát nhiệt không đồng đều nói trên người ta dùng hệ số không đồng đều:

$$n = \frac{p_{v\,max}}{\overline{P}_v} \tag{3.67}$$

trong đó, P_{vmax} là mật độ phát nhiệt cực đại của vùng hoạt ứng với giá trị cực đại của thông lượng nơtrôn Φ_{max}. Như vậy :

$$n = \frac{\Phi_{max}}{\frac{1}{V}\int\Phi(\vec{r})dV}. \tag{3.68}$$

Ta hãy xác định đại lượng n đối với các vùng hoạt có dạng khác nhau.

Đối với vùng hoạt có dạng hình cầu, theo (3.36) ta có :

$$\Phi_{max} = \lim_{r\to 0}\Phi(r) = A\lim_{r\to 0}\frac{\sin(B_g r)}{r} = AB_g$$

$$\int\Phi(\bar{r})dV = A\int_0^R \frac{\sin B_g r}{r}4\pi r^2 dr = \frac{R}{B_g}4\pi A$$

Như vậy :

$$n_c = \frac{\frac{4}{3}\pi R^3 AB_g}{\frac{4\pi AR}{B_g}} = \frac{R^2 B_g^2}{3}$$

Do $RB_g = \pi$ nên :

$$n_c = \frac{\pi^2}{3} = 3{,}29\,. \tag{3.69}$$

Đối với vùng hoạt có dạng hình trụ hệ số không đồng đều

$$n_{tr} = n_Z n_r \tag{3.70}$$

trong đó n_Z và n_r là các hệ số không đồng đều của sự phát nhiệt theo chiều cao và theo bán kính. Dùng (3.42) ta có :

$$n_Z = \frac{H}{\int_{-H/2}^{H/2}\cos(B_{gz}z)dz} = \frac{B_{gz}H}{2\sin\left(B_{gz}\times\frac{H}{2}\right)}$$

do $B_{gZ}\,H = \pi$ nên :

$$n_Z = \frac{\pi}{2} = 1{,}57 \tag{3.71}$$

$$n_r = \frac{R}{\int_0^R J_0(B_{gr}r)dr} = \frac{1{,}2}{J_1(2{,}405)} = 2{,}32 \tag{3.72}$$

Thay (3.71) và (3.72) vào (3.70) ta được :

$$n_{tr} = 3,64. \tag{3.73}$$

Đối với vùng hoạt có dạng lập phương a = b = c thì $n_{lp} = n_x^3$. Theo (3.51) ta có :

$$n_x = \frac{a}{\int_{-a/2}^{a/2} \cos(B_{gx}x)dx} = \frac{aB_{gx}}{2\sin\left(B_{gx}\frac{a}{2}\right)}.$$

Do B_{gx} a = π nên:

$$n_x = \frac{\pi}{2} \tag{3.74}$$

$$n_{lp} = \frac{\pi^3}{8} = 3,87. \tag{3.75}$$

Từ kết quả trên ta thấy *hệ số không đồng đều n phụ thuộc vào dạng hình học của vùng hoạt, nhỏ nhất đối với hình cầu và lớn nhất đối với hình lập phương.* Các giá trị nhận được đều khá lớn hơn 1, do đó mật độ phát nhiệt trung bình bé hơn nhiều so với mật độ phát nhiệt cực đại. Thông thường mật độ phát nhiệt lớn nhất ở vùng tâm và bé nhất ở vùng biên của vùng hoạt. Điều này không thuận tiện vì các thanh nhiên liệu ở tâm vùng hoạt cháy nhanh còn các thanh nhiên liệu bên ngoài cháy chậm hơn, nghĩa là chúng được sử dụng không có hiệu quả cao.

Mặt khác, có thể nói một cách gần đúng rằng, nhiệt độ thanh nhiên liệu và nhiệt độ chất làm chậm tỷ lệ với mật độ phát nhiệt tại các vị trí trong vùng hoạt. Như vậy nhiệt độ tại các nơi trong vùng hoạt sẽ chênh lệch nhau nhiều nếu hệ số không đồng đều n lớn và do đó nhiệt độ tại tâm vùng hoạt lớn hơn nhiều so với nhiệt độ trung bình. Việc hạn chế nhiệt độ cực đại trong vùng hoạt dẫn tới việc hạn chế công suất trung bình của lò phản ứng. Để nâng cao

công suất lò cần giảm hệ số n, làm cho nhiệt độ các nơi trong vùng hoạt bớt chênh lệch nhau.

Như vậy để nâng cao công suất lò và sử dụng nhiên liệu có hiệu quả người ta phải làm đều mật độ phát nhiệt. Điều đó có nghĩa là làm đều mật độ thông lượng nơtrôn, tức là làm cho mật độ thông lượng nơtrôn bớt thay đổi từ tâm vùng hoạt ra ngoài. Cách làm đều mật độ thông lượng nơtrôn có hiệu quả nhất là cấu trúc vùng hoạt có vành phản xạ.

3.5. LÒ PHẢN ỨNG VỚI VÀNH PHẢN XẠ TRONG KHUÔN KHỔ LÝ THUYẾT MỘT NHÓM NƠTRÔN

Các chất làm chậm có khả năng phản xạ nơtrôn. Do đó nếu đặt xung quanh vùng hoạt một vành phản xạ thì các nơtrôn nhanh khi ra khỏi vùng hoạt rơi vào chất phản xạ, chúng được làm chậm trở thành nơtrôn nhiệt và được phản xạ trở lại vùng hoạt. Như vậy mật độ thông lượng nơtrôn ở biên vùng hoạt được tăng lên, hệ số không đồng đều được giảm đi.

Việc giảm tỷ số không đồng đều làm tăng hiệu quả sử dụng các thanh nhiên liệu, do đó một cách gần đúng có thể nói giảm số lượng vật liệu phân hạch cần thiết để xảy ra phản ứng dây chuyền. Như vậy nhờ vành phản xạ có thể giảm kích thước tới hạn của vùng hoạt lò phản ứng.

Để tính gần đúng kích thước tới hạn của vùng hoạt khi có vành phản xạ ta giải phương trình khuếch tán nơtrôn nhiệt trong trạng thái dừng. Đối với vùng hoạt phương trình khuếch tán dừng có dạng :

$$\Delta\Phi_c + B^2\Phi_c = 0 \quad ; \quad B^2 = \frac{k-1}{M_c^2} \qquad (3.76)$$

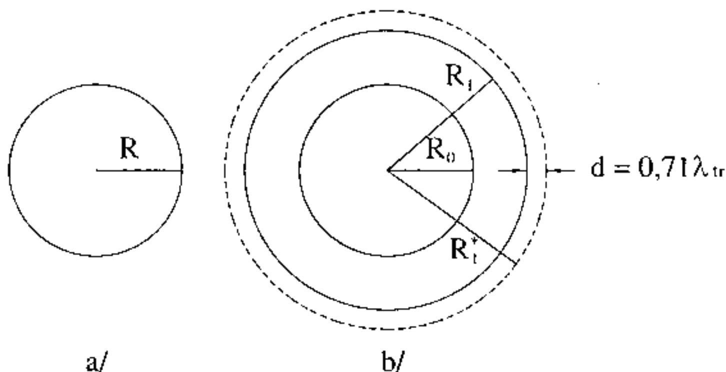
trong đó $M_c^2 = L_c^2 + \tau_c$ là diện tích phát xạ trong vùng hoạt. Phương trình khuếch tán dừng trong vành phản xạ cũng có dạng

(3.76) song không có số hạng nguồn vì trong vành phản xạ không có nguồn nơtrôn :

$$\Delta\Phi_R - \chi_R^2\Phi_R = 0 \quad ; \quad \chi_R^2 = \frac{1}{L_R^2} \qquad (3.77)$$

trong đó, L_R là độ dài khuếch tán nơtrôn nhiệt trong vành phản xạ.

Ta giải các phương trình (3.76) và (3.77) trong trường hợp vùng hoạt có dạng hình cầu bán kính R_0 và vành phản xạ có bán kính ngoài R_1 (hình 3.6).



***Hình* 3.6. Lò phản ứng hình cầu không có vành phản xạ (a) và có vành phản xạ (b)**

Dạng tổng quát của các nghiệm là :

$$\begin{cases} \Phi_c(r) = A_c \dfrac{\sin(Br)}{r} + C_c \dfrac{\cos(Br)}{r} \\ \Phi_R(r) = A_R \dfrac{\text{sh}(\chi_R r)}{r} + C_R \dfrac{\text{ch}(\chi_R r)}{r} \end{cases} \qquad (3.78)$$

Vì hàm $\dfrac{\cos(Br)}{r}$ bất thường tại r = 0 nên $C_c = 0$. Đối với hàm $\Phi_R(r)$ ta sử dụng điều kiện triệt tiêu tại giới hạn ngoại suy:

$$\Phi_R(R_1^*) = 0; \qquad R_1^* = R_1 + 0{,}71\lambda_{tr}^{(R)}. \qquad (3.79)$$

Như vậy các hàm $\Phi_c(r)$ và $\Phi_R(r)$ có dạng :

$$\begin{cases} \Phi_c(r) = A\dfrac{\sin(Br)}{r} \\ \Phi_R(r) = C\dfrac{sh\left[\chi_r\left(R_1^* - r\right)\right]}{r} \end{cases} \qquad (3.80)$$

Điều kiện biên tại vùng hoạt và vành phản xạ là sự liên tục của mật độ thông lượng nơtrôn và mật độ dòng nơtrôn :

$$\begin{cases} \Phi_c(R_0) = \Phi_R(R_0) \\ D_c\left[\dfrac{\partial\Phi_c}{\partial r}\right]_{R_0} = D_R\left[\dfrac{\partial\Phi_R}{\partial r}\right]_{R_0}. \end{cases} \qquad (3.81)$$

Sử dụng điều kiện thứ nhất của (3.81) ta được phương trình liên hệ giữa A và C như sau :

$$C = \frac{A\sin(BR_0)}{sh[\chi_R(R_1^* - R_0]}. \qquad (3.82)$$

Sử dụng điều kiện thứ hai của (3.81) và biểu thức (3.82) ta được :

$$BR_0\cot g(BR_0) - 1 = -\frac{D_R}{D_c}\left[\chi_R R_0 \coth\chi_R\left(R_1^* - R_0\right) + 1\right]. \qquad (3.83)$$

Phương trình (3.83) miêu tả quan hệ giữa các thông số của vùng hoạt và vành phản xạ trong trạng thái dừng. Vì vậy biểu thức đó là *điều kiện tới hạn* đối với lò phản ứng hình cầu có hai miền trong khuôn khổ lý thuyết một nhóm nơtrôn. Điều kiện tới hạn này cho phép xác định Laplacien vật liệu B_m qua các thông số của vùng hoạt và vành phản xạ. Mặt khác nếu cho biết trước các thành phần vật liệu của vùng hoạt và vành phản xạ ta có thể suy ra bán kính tới hạn R_0 của vùng hoạt. Điều này cũng tương tự như lò phản ứng với vùng hoạt không có vành phản xạ, đối với nó bán kính vùng hoạt R hay bán kính vùng hoạt ngoại suy $R^* = R + 0{,}71\,\lambda_{tr}^{(c)}$, trong đó $\lambda_{tr}^{(c)}$ là độ dài dịch chuyển trong vùng hoạt, là:

$$R \approx R^{*} = \frac{\pi}{B}. \qquad (3.84)$$

Đối với các vùng hoạt không có vành phản xạ và có vành phản xạ các bán kính vùng hoạt khác nhau một đại lượng không lớn δ, gọi là *phần thêm hiệu dụng* hay *độ tiết kiệm của vành phản xạ* :

$$\delta = R - R_0. \qquad (3.85)$$

Ta hãy xác định đại lượng này trong hai trường hợp, khi vành phản xạ có độ dày bé và khi vành phản xạ có độ dày lớn.

a) Trường hợp vành phản xạ có độ dày $T = R_1^{*} - R_0$ bé

Sử dụng biểu thức gần đúng của hàm cothx khi x bé

$$\coth x = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} + \cdots \qquad (3.86)$$

thì biểu thức (3.83) trở thành :

$$BR_0 \cot g\,(BR_0) - 1 \approx -\frac{D_R}{D_c}\left(\frac{R_0}{R_1^{*} - R_0} + 1\right) = -\frac{D_R}{D_c}\left(\frac{R_0}{T} + 1\right). \qquad (3.87)$$

Do T bé nên $\frac{R_0}{T}$ là đại lượng lớn, vì vậy cotg (BR_0) là đại lượng lớn và có dấu âm, nghĩa là $BR_0 = \pi$. Khi đó :

$$\cot g\,(BR_0) \approx \frac{1}{BR_0 - \pi}. \qquad (3.88)$$

Thay (3.88) vào (3.87) ta được :

$$\frac{BR_0}{BR_0 - \pi} \approx -\frac{D_R}{D_c} \times \frac{R_0}{T} \qquad (3.89)$$

Từ đó :

$$R_0 = \frac{\pi}{B} - \frac{D_c}{D_R} T \qquad (3.90)$$

Kết hợp các biểu thức (3.84), (3.85) và (3.90) ta nhận được độ tiết kiệm của vành phản xạ bé là :

$$\delta \approx \frac{D_c}{D_R} T = \frac{D_c}{D_R} \times (R_1^* - R_0). \tag{3.91}$$

b) Trường hợp vành phản xạ có độ dày rất lơn

Giả sử cả $T = R_1^* - R_0$ và R_0 đều rất lớn hơn độ dài khuếch tán trong vành phản xạ L_R thì $\chi_R (R^*_1 - R_0) >> 1$ và $\chi_R R_0 >> 1$.

Khi đó :

$$\coth\left[\chi_R (R_1^* - R_0)\right] \approx 1 .$$

Như vậy phương trình (3.83) trở thành

$$BR_0 \operatorname{cotg} (BR_0) \approx -\frac{D_R}{D_C}(\chi_R R_0 + 1). \tag{3.92}$$

Ta thấy rằng đại lượng bên vế phải rất lớn và mang dấu âm nên có thể sử dụng khai triển (3.88), và do đó (3.92) trở thành :

$$R_0 \approx \frac{\pi}{B} - \frac{D_C}{D_R} L_R . \tag{3.93}$$

Từ các biểu thức (3.84), (3.85) và (3.93) ta nhận được độ tiết kiệm của vành phản xạ khi độ dày của vành phản xạ rất lớn là :

$$\delta \approx \frac{D_c}{D_R} L_R . \tag{3.94}$$

Trong trường hợp $D_c = D_R$, tức là vùng hoạt và vành phản xạ có chất làm chậm giống nhau thì :

$$\delta = L_R \tag{3.95}$$

nghĩa là độ tiết kiệm của vành phản xạ bằng độ dài khuếch tán của nơtrôn trong vật liệu làm chậm.

Trong các tính toán trên ta coi các nơtrôn vào vành phản xạ là các nơtrôn nhiệt. Trong thực tế các nơtrôn vào vành phản xạ có cả các nơtrôn nhanh lẫn nơtrôn nhiệt, do đó thường thay cho độ dài khuếch tán người ta dùng độ dài phát xạ:

$$M_R = \sqrt{L_R^2 + \tau_R}$$

và $$\delta = M_R. \qquad (3.96)$$

Do bán kính vùng hoạt thay đổi khi có vành phản xạ nên hệ số không đồng đều cũng thay đổi. Gọi n_c và $n_c^{(0)}$ là các hệ số không đồng đều của các vùng hoạt hình cầu khi có vành phản xạ và khi không có vành phản xạ thì:

$$n_c = \frac{BR_0^2}{3} = \frac{BR^2}{3}(\frac{R_0}{R})^2$$

hay :

$$n_c = \frac{n_c^0}{\left(1 + \frac{\delta}{R_0}\right)^2}. \qquad (3.97)$$

Biểu thức này cho thấy rằng $n_c < n_c^0$, tức là *việc sử dụng vành phản xạ làm giảm hệ số không đồng đều sự phát xạ nhiệt.*

3.6. LÒ PHẢN ỨNG VỚI VÀNH PHẢN XẠ TRONG KHUÔN KHỔ LÝ THUYẾT 2 NHÓM NƠTRÔN

3.6.1. Phân bố mật độ thông lượng nơtrôn trong lý thuyết 2 nhóm nơtrôn

Như đã trình bày trong mục 3.5., lò phản ứng với vành phản xạ cho phép làm giảm kích thước vùng hoạt và hệ số không đồng đều của sự phát nhiệt. Bây giờ ta hãy khảo sát sự phân bố mật độ thông lượng nơtrôn trong lò phản ứng có vành phản xạ. Để đơn giản ta xét bài toán trong khuôn khổ lý thuyết 2 nhóm nơtrôn, trong đó các nơtrôn được chia thành 2 nhóm : nhóm nơtrôn nhiệt với mật độ thông lượng nơtrôn Φ_2 và nhóm nơtrôn nhanh, gồm các nơtrôn từ năng lượng nhiệt đến hết phổ năng lượng phân hạch, với

mật độ thông lượng Φ_1. Lý thuyết 2 nhóm nơtrôn đã được trình bày trong mục 2.9. Ta thiết lập phương trình với 2 nhóm nơtrôn nhanh và nơtrôn nhiệt đối với vùng hoạt và vành phản xạ có dạng hình cầu rồi giải các hệ phương trình này để tìm dạng phân bố của chúng theo bán kính.

a. Đối với vùng hoạt

Đối với vùng hoạt ta có hệ phương trình như (2.114) :

$$\begin{cases} D_1\Delta\Phi_1 - \Sigma_1\Phi_1 + \eta\mu\Sigma_2\Phi_2 = 0 \\ D_2\Delta\Phi_2 - \Sigma_2\Phi_2 + p_c\Sigma_1\Phi_1 = 0 \end{cases} \tag{3.98}$$

trong đó các đại lượng D_1, Σ_1 và D_2, Σ_2 là các hệ số khuếch tán và tiết diện hấp thụ vĩ mô đối với nơtrôn nhanh và nơtrôn nhiệt trong vùng hoạt còn p_c là xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng trong vùng hoạt.

Nghiệm của các hệ phương trình (3.98) có dạng (2.130) :

$$\begin{cases} \Phi_1 = A_1\dfrac{\sin(\xi r)}{r} + C_1\dfrac{sh(\lambda r)}{r} \\ \Phi_2 = a_1A_1\dfrac{\sin(\xi r)}{r} + a_2C_1\dfrac{sh(\lambda r)}{r} \end{cases} \tag{3.99}$$

trong đó A_1, C_1 là các hằng số tùy ý còn a_1 , a_2 xác định như sau :

$$\begin{cases} a_1 = \dfrac{p_c\Sigma_1}{D_2\xi^2 + \Sigma_2} = \dfrac{D_1\xi^2 + \Sigma_1}{\eta\mu\Sigma_2} \\ a_2 = \dfrac{p_c\Sigma_1}{-D_2\lambda^2 + \Sigma_2} = \dfrac{-D_1\lambda^2 + \Sigma_1}{\eta\mu\Sigma_2} \end{cases} \tag{3.100}$$

với :

$$\begin{cases} \xi^2 = -\dfrac{x_1^2 + x_2^2}{2} + \dfrac{1}{2}\sqrt{\left(x_1^2 + x_2^2\right)^2 + 4x_1^2x_2^2(k-1)} \\ \lambda^2 = \dfrac{x_1^2 + x_2^2}{2} + \dfrac{1}{2}\sqrt{\left(x_1^2 + x_2^2\right)^2 + 4x_1^2x_2^2(k-1)} \end{cases} \tag{3.101}$$

trong đó :

$$x_1^2 = \frac{\Sigma_1}{D_1};\ x_2^2 = \frac{\Sigma_2}{D_2}. \quad (3.102)$$

b. Đối với vành phản xạ

Đối với vành phản xạ ta có hệ phương trình như sau :

$$\begin{cases} D_3\Delta\Phi_3 - \Sigma_3\Phi_3 = 0 & (3.103a) \\ D_4\Delta\Phi_4 - \Sigma_4\Phi_4 + p_R\Sigma_3\Phi_3 = 0. & (3.103b) \end{cases}$$

Trong đó chỉ số 3 ứng với nơtrôn nhanh còn chỉ số 4 ứng với nơtrôn nhiệt. Các đại lượng đưa vào hệ phương trình (3.103) cũng giống các đại lượng đưa vào hệ phương trình (3.98). Trong phương trình (3.103a) không có số hạng nguồn vì vành phản xạ không có nhiên liệu để gây ra phản ứng phân hạch sinh nơtrôn. Trong phương trình (3.103b) nguồn nơtrôn nhiệt sinh ra do các nơtrôn nhanh khuếch tán từ vùng hoạt vào vành phản xạ và được làm chậm trong vành phản xạ.

Các nghiệm của hệ phương trình (3.103) phải triệt tiêu tại độ dài ngoại suy của vành phản xạ $R_1^* = R_1 + 0,71\lambda_{tr}^{(r)}$, trong đó R_1 là bán kính ngoài của vành phản xạ và $\lambda_{tr}^{(r)}$ là độ dài dịch chuyển của nơtrôn nhanh và nơtrôn nhiệt trong vành phản xạ. Như vậy :

$$\Phi_3(R_1^*) = \Phi_4(R_1^*) = 0. \quad (3.104)$$

Việc giải hệ phương trình (3.103) cũng giống như phương trình (3.77) đối với một nhóm nơtrôn trong vành phản xạ. Khi đó nghiệm có dạng Φ_R trong (3.80) :

$$\Phi_3 = S_1 U \quad (3.105)$$

$$U = \frac{sh\left[x_3(R_1^* - r)\right]}{r};\quad x_3^2 = \frac{\Sigma_3}{D_3}. \quad (3.106)$$

Trong (3.105) S_1 là hằng số tùy ý.

Để giải phương trình (3.103b) ta đặt hàm Φ_4 dưới dạng tổ hợp tuyến tính của các hàm V và U :

$$\Phi_4 = T_1V + T_2U \tag{3.107}$$

trong đó T_1 và T_2 là các hằng số tùy ý còn U và V là các hàm số thỏa mãn các phương trình sau :

$$\begin{cases} U - x_3^2U = 0 \\ V - x_4^2V = 0 \\ x_4^2 = \dfrac{\Sigma_4}{D_4} \end{cases} \tag{3.108}$$

và thỏa mãn các điều kiện như (3.104)

$$U(R_1^*) = V(R_1^*) = 0. \tag{3.109}$$

Thay các hàm Φ_3 và Φ_4 vào (3.103b) và sử dụng các phương trình (3.108) ta được :

$$\Phi_4 = T_1V - a_3S_1U \tag{3.110}$$

$$a_3 = \frac{p_R\Sigma_3}{D_4\left(x_3^2 - x_4^2\right)} \tag{3.111}$$

$$V = \frac{\mathrm{sh}\left[x_4\left(R_1^* - r\right)\right]}{r}. \tag{3.112}$$

Nói tóm lại, sau khi giải các hệ phương trình (3.98) và (3.103) ta nhận được các hàm phân bố thông lượng nơtrôn nhiệt trong vùng hoạt và trong vành phản xạ như sau :

$$\begin{cases} \Phi_1 = A_1Z + C_1W \\ \Phi_2 = a_1A_1Z + a_2C_1W \\ \Phi_3 = S_1U \\ \Phi_4 = T_1V - a_3S_1U \end{cases} \tag{3.113}$$

trong đó :

$$\begin{cases} Z = \dfrac{\sin\xi r}{r} \\ W = \dfrac{sh\lambda r}{r} \\ U = \dfrac{sh\left[x_3(R_1^* - r)\right]}{r} \\ V = \dfrac{sh\left[x_4(R_1^* - r)\right]}{r}. \end{cases} \tag{3.114}$$

Ở đây a_1 và a_2 xác định theo (3.100), và a_3 xác định theo (3.111) còn các hằng số A_1, C_1, S_1, T_1 là các hằng số tùy ý. Các hằng số này được xác định nhờ các điều kiện liên tục của các mật độ thông lượng nơtrôn và các mật độ dòng nơtrôn tại biên giới giữa các vùng hoạt và vành phản xạ :

$$\begin{cases} \Phi_1(R_0) = \Phi_3(R_0) \\ D_1\left[\dfrac{\partial\Phi_1}{\partial r}\right]_{r=R_0} = D_3\left[\dfrac{\partial\Phi_3}{\partial r}\right]_{r=R_0} \\ \Phi_2(R_0) = \Phi_4(R_0) \\ D_2\left[\dfrac{\partial\Phi_2}{\partial r}\right]_{r=R_0} = D_4\left[\dfrac{\partial\Phi_4}{\partial r}\right]_{r=R_0} \end{cases} \tag{3.115}$$

Các điều kiện (3.115) dẫn tới :

$$\begin{cases} ZA_1 + WC_1 - US_1 = 0 \\ D_1Z'A_1 + D_1W'C_1 - D_3U'S_1 = 0 \\ a_1ZA_1 + a_2WC_1 + a_3US_1 - VT_1 = 0 \\ a_1D_2A_1Z' + a_2D_2W'C_1 + a_3D_4U'S_1 - D_4V'T_1 = 0 \end{cases} \tag{3.116}$$

trong đó các hàm Z, W, U, V và các đạo hàm theo biến số r của chúng Z', W', U', V' được lấy tại giá trị $r = R_0$:

$$\begin{cases} Z(R_0) = \dfrac{\sin(\xi R_0)}{R_0} \\ W(R_0) = \dfrac{sh(\lambda R_0)}{R_0} \\ U(R_0) = \dfrac{sh\left[x_3\left(R_1^* - R_0\right)\right]}{R_0} \\ V(R_0) = \dfrac{sh\left[x_4\left(R_1^* - R_0\right)\right]}{R_0}. \end{cases} \quad (3.117a)$$

$$\begin{cases} Z'(R_0) = \dfrac{\xi\cos(\xi R_0)}{R_0} - \dfrac{\sin(\xi R_0)}{R_0^2} \\ W'(R_0) = \dfrac{\lambda ch(\lambda R_0)}{R_0} - \dfrac{sh(\lambda R_0)}{R_0^2} \\ U'(R_0) = -\dfrac{x_3 ch\left[x_3\left(R_1^* - R_0\right)\right]}{R_0} - \dfrac{sh\left[x_3\left(R_1^* - R_0\right)\right]}{R_0^2} \\ V'(R_0) = -\dfrac{x_4 ch\left[x_4\left(R_1^* - R_0\right)\right]}{R_0} - \dfrac{sh\left[x_4(R_1^* - R_0)\right]}{R_0^2}. \end{cases} \quad (3.117b)$$

Các hằng số A_1, C_1, S_1, T_1 được xác định từ các phương trình (3.116). Tuy nhiên, hệ 4 phương trình này là thuần nhất nên ta chỉ xác định được 3 hằng số, chúng phụ thuộc vào một hằng số còn lại. Chẳng hạn ta chọn hằng số cho trước là A_1 thì các hằng số khác được biểu thị qua A_1 như sau :

$$\begin{cases} C_1 = \dfrac{Z}{W}\left(\dfrac{\alpha D_1 - \psi D_3}{\psi D_3 - \omega D_1}\right)A_1 \\ T_1 = \dfrac{1}{V}\left[A_1 Z\left(a_1 + a_3\right) + C_1 W\left(a_2 + a_3\right)\right] \\ S_1 = \dfrac{1}{U}\left(ZA_1 + WC_1\right) \end{cases} \quad (3.118)$$

trong đó :

$$\begin{cases} \alpha = \dfrac{Z'}{Z} = \xi \text{cotg}(\xi R_0) - \dfrac{1}{R_0} \\ \psi = \dfrac{U'}{U} = -x_3 \coth\left[x_3(R_1^* - R_0) - \dfrac{1}{R_0}\right] \\ \omega = \dfrac{W'}{W} = \lambda \coth(\lambda R_0) - \dfrac{1}{R_0}. \end{cases} \quad (3.119)$$

3.6.2. So sánh các phân bố mật độ thông lượng nơtrôn trong lý thuyết một nhóm nơtrôn và hai nhóm nơtrôn

Đối với các lò phản ứng có vành phản xạ, lý thuyết một nhóm nơtrôn cho các hàm phân bố mật độ thông lượng nơtrôn trong vùng hoạt $\Phi_c(r)$ và trong vành phản xạ $\Phi_R(r)$ theo các biểu thức (3.80).

$$\begin{cases} \Phi_c(r) = A \dfrac{\sin(Br)}{r} \\ \Phi_R(r) = C \dfrac{\text{sh}\left[x_R(R_1^* - r)\right]}{r} \end{cases} \quad (3.120)$$

Lý thuyết 2 nhóm nơtrôn cho các hàm phân bố riêng đối với nơtrôn nhanh và nơtrôn nhiệt.

a. Đối với nơtrôn nhanh

- Trong vùng hoạt :

$$\Phi_c^{fast}(r) = \Phi_1(r) = \frac{\Phi_c^{fast}}{r}\left[\sin(\xi r) + b_0 \text{sh}(\lambda r)\right]. \quad (3.121)$$

- Trong vành phản xạ :

$$\Phi_R^{fast}(r) = \Phi_3(r) = \frac{\Phi_R^{fast}}{r} \times \text{sh}\left[x_3(R_1^* - r)\right]. \quad (3.122)$$

b. Đối với nơtrôn nhiệt

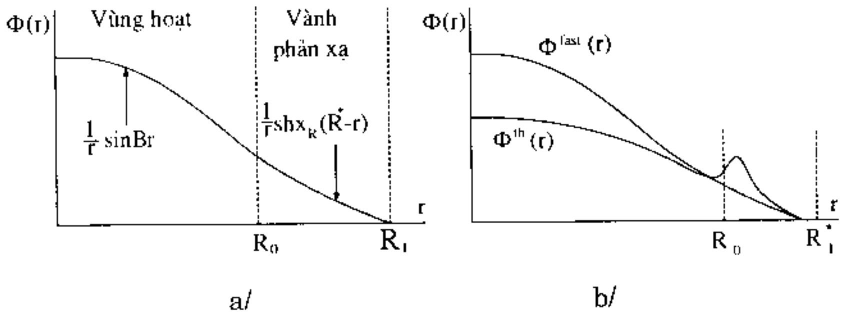
- Trong vùng hoạt :

$$\Phi_c^{th}(r) = \Phi_2(r) = \frac{\Phi_c^{th}}{r}\left[\sin(\xi r) + \mathrm{sh}(\lambda r)\right]. \quad (3.123)$$

. Trong vành phản xạ :

$$\Phi_R^{th}(r) = \Phi_4(r) =$$
$$= \frac{\dot{\Phi}_R^{th}}{r}\left\{C_0\cosh\left[x_4\left(R_1^* - r\right)\right] + C_1\mathrm{sh}\left[x_3\left(R_1^* - r\right)\right]\right\} \quad (3.124)$$

trong đó các hằng số $\Phi_c^{fast}, \Phi_R^{fast}, \Phi_c^{th}, \Phi_R^{th}, b_0, C_0, C_1$ được xác định theo phương pháp đã nêu trên.



Hình 3.7. **So sánh các phân bố mật độ thông lượng nơtrôn trong lò phản ứng hình cầu có vành phản xạ đối với lý thuyết một nhóm (a) và lý thuyết hai nhóm nơtrôn (b)**

Trên hình 3.7a và 3.7b dẫn ra các dạng phân bố của các hàm từ (3.120) đến (3.124). Hình 3.7a cho thấy phân bố mật độ thông lượng nơtrôn trong lý thuyết một nhóm có dạng giảm đơn điệu theo r. Trong lý thuyết hai nhóm, mật độ thông lượng nơtrôn nhanh cũng có dạng như vậy (hình 3.7b). Trong lúc đó mật độ thông lượng nơtrôn nhiệt giảm từ tâm ra biên vùng hoạt, sau đó tăng và đạt cực đại trong vành phản xạ (hình 3.7b). Đó là do các nơtrôn được nhiệt hóa trong vành phản xạ.

Chương 4

ĐỘNG HỌC LÒ PHẢN ỨNG

4.1. ĐỘ PHẢN ỨNG

Trong các chương trên ta chỉ xét phương trình khuếch tán trong trạng thái dừng, tức là khi lò ở mức tới hạn. Bây giờ ta hãy xét trạng thái lò không dừng, tức là trạng thái mà công suất của nó thay đổi theo thời gian. Đó là đối tượng nghiên cứu của động học lò phản ứng.

Như đã nhiều lần nhấn mạnh trong các chương trên, sự phát triển của phản ứng dây chuyền phụ thuộc vào hệ số nhân hiệu dụng k_{eff}, mà từ đây để đơn giản ta viết là k. Đó là tỷ số của số nơtrôn ở thế hệ sau n_2 so với số nơtrôn ở thế hệ trước n_1 :

$$k = \frac{n_2}{n_1}. \quad (4.1)$$

Từ hệ số nhân hiệu dụng ta suy ra hai đại lượng sau :

a. Độ dư của hệ số nhân hiệu dụng

$$\delta k = k - 1 = \frac{\delta n}{n_1} \quad (4.2)$$

$$\delta n = n_2 - n_1$$

Theo biểu thức (4.2), δk là sự thay đổi tương đối của lượng nơtrôn trong thế hệ mới so với lượng nơtrôn trong thế hệ cũ. Như vậy :

$$k = 1 + \delta k \qquad (4.3)$$

b. Độ phản ứng

$$\rho = \frac{\delta k}{k} \simeq \frac{\delta n}{n_2} \qquad (4.4)$$

Độ phản ứng là độ thay đổi của hệ số nhân nơtrôn trong thế hệ mới. Độ dư của hệ số nhân δk là một đại lượng bé, xuất hiện do sự thay đổi nào đó của công suất lò phản ứng, do đó độ phản ứng ρ là đại lượng rất bé so với 1.

Ngoài độ phản ứng ρ người ta còn dùng khái niệm *độ phản ứng dự trữ.*

$$\rho_{dự\ trữ} = \frac{\Delta k}{k_{dự\ trữ}} \qquad (4.5)$$

trong đó, $k_{dữ\ trữ}$ là hệ số nhân nhận được khi rút tất cả các thanh hấp thụ ra khỏi vùng hoạt còn $\Delta k = k_{dự\ trữ} - 1$.

Hai khái niệm độ phản ứng và độ phản ứng dự trữ là hoàn toàn khác nhau. Độ phản ứng ρ đặc trưng cho mức độ lò phản ứng lệch khỏi trạng thái tới hạn vì một lý do nào đó. Trong trường hợp này k vẫn xấp xỉ bằng 1. Còn độ phản ứng dự trữ $\rho_{dự\ trữ}$ là khả năng dự trữ nhiên liệu của lò phản ứng. Thông thường người ta phải cấu tạo vùng hoạt có hệ số nhân $k_{dự\ trữ}$ khá lớn hơn 1 và khi cho lò hoạt động đưa các thanh hấp thụ vào vùng hoạt để giảm hệ số nhân hiệu dụng đến đơn vị. Độ phản ứng dự trữ nhận được bằng cách xác định $k_{dự\ trữ}$ khi đưa hết các thanh hấp thụ ra ngoài vùng hoạt. Do $k_{dự\ trữ}$ lớn nên Δk lớn và $\rho_{dự\ trữ}$ cũng lớn. Thông thường $\rho_{dự\ trữ} \approx 0{,}1$, trong lúc đó $\rho \approx 0{,}001$.

4.2. VAI TRÒ CỦA NƠTRÔN TỨC THỜI VÀ NƠTRÔN TRỄ TRONG PHẢN ỨNG DÂY CHUYỀN

4.2.1. Vai trò của nơtrôn tức thời

Giả sử hệ số nhân của lò là k và tại thời điểm t = 0 mật độ nơtrôn là N(0). Thời gian sống của một thế hệ nơtrôn là ℓ. Sau m thế hệ, tức là sau khoảng thời gian $t = m\ell$, số nơtrôn là :

$$N(t) = N(0)\,k^m = N(0)\,k^{t/\ell}$$

Dùng khái niệm niệm độ dư hệ số nhân δk và chú ý δk << 1 thì biểu thức trên có thể viết :

$$\ln\frac{N(t)}{N(0)} = \frac{t}{\ell}\ln(1 + \delta k) \approx \frac{t}{\ell}\delta k$$

Do đó :

$$N(t) = N(0)\,e^{t/T} \qquad (4.6)$$

trong đó :

$$T = \frac{\ell}{\delta k} \qquad (4.7)$$

gọi là *chu kỳ lò phản ứng*. Sau khoảng thời gian T mật độ nơtrôn thay đổi e ≈ 2,7 lần. Theo biểu thức (4.6) nếu δk < 0 thì mật độ nơtrôn N giảm còn nếu δk >0 thì N tăng.

Thời gian nhân đôi công suất lò phản ứng là :

$$T_2 = \ln 2 \times T = 0{,}693\,T \qquad (4.8)$$

Để đánh giá chu kỳ lò phản ứng T hay thời gian nhân đôi công suất T_2 cần phải tính thời gian sống của thế hệ nơtrôn ℓ. Nó gồm thời gian làm chậm nơtrôn t_{ch} từ lúc sinh ra đến lúc đạt nơtrôn nhiệt và thời gian khuếch tán nơtrôn nhiệt t_{kt} từ lúc trở thành nơtrôn nhiệt đến lúc bị môi trường hấp thụ :

$$\ell = t_{ch} + t_{kt}. \qquad (4.9)$$

Trong bảng 2.2 đã dẫn ra các giá trị thời gian làm chậm và thời gian khuếch tán nơtrôn đối với một số chất làm chậm. Từ các số liệu này ta thấy $t_{ch} << t_{kt}$, do đó :

$$\ell \approx t_{kt}. \qquad (4.10)$$

Đối với lò phản ứng dùng nước làm chậm nơtrôn thì $\ell \approx 5.10^{-4}$ s. Giả sử $\delta k = 0{,}0025$ thì chu kỳ lò phản ứng là :

$$T = \frac{\ell}{\delta k} = \frac{5.10^{-4}}{25.10^{-4}} \text{ s} = 0{,}2 \text{ s}. \qquad (4.11)$$

Thay (4.11) vào (4.6) ta thấy sau khoảng thời gian 1 s mật độ nơtrôn thay đổi như sau :

$$N(1) = N(0)\, e^{5} \approx 150\, N(0).$$

Mật độ nơtrôn tăng lên 150 lần sau 1 s và như thế công suất lò cũng tăng lên theo hệ số đó. Sự tăng công suất lò nhanh như vậy không cho phép điều khiển lò dù bằng phương tiện tự động nào.

Tuy nhiên trong thực tế lò phản ứng vẫn được điều khiển ổn định. Đó là do vai trò của nơtrôn trễ, tác dụng của nó là tăng chu kỳ lò phản ứng T.

4.2.2. Vai trò của nơtrôn trễ

Khái niệm về nơtrôn trễ đã được trình bày trong mục 1.3. Các nơtrôn trễ được chia thành 6 nhóm, phần đóng góp của mỗi nhóm là β_i và thời gian sống là $\ell_i = \frac{1}{0{,}693} T_{1/2i}$, trong đó $T_{1/2i}$ là thời gian bán rã nêu trong bảng 1 3 đối với ^{235}U. Phần nơtrôn trễ trong tổng số nơtrôn sinh ra khi phân hạch ^{235}U là $\beta = \sum_{i=1}^{6} \beta_i = 0{,}0064$ và thời gian trễ trung bình của chúng là :

$$\ell_{tr} = \frac{1}{\beta}\sum_{i=1}^{6} \beta_i \ell_i = 12,4 \text{ s.} \quad (4.12)$$

Nếu tính cả sự đóng góp của nơtrôn tức thời với thời gian sống ℓ, phần đóng góp tương đối là 1 - β và nơtrôn trễ với thời gian sống ℓ_{tr}, phần đóng góp tương đối là β, thì thời gian sống trung bình của thế hệ nơtrôn bằng :

$$\bar{\ell} = (1 - \beta)\ \ell + \beta \ell_{tr}. \quad (4.13)$$

Đối với chất làm chậm là nước thì :

$$\bar{\ell} = 5.10^{-4} + 0,0064 \times 12,4 \approx 0,08 \text{ s.} \quad (4.14)$$

Kết quả này cho thấy thời gian sống trung bình chủ yếu được xác định bởi nơtrôn trễ tuy phần đóng góp tương đối của nó rất bé so với số nơtrôn tức thời.

Chu kỳ lò phản ứng khi tính đến sự đóng góp của nơtrôn trễ trong trường hợp δk = 0,0025 là

$$T = \frac{\bar{\ell}}{\delta k} = \frac{0,08}{0,0025} \text{ s} = 32 \text{ s} \quad (4.15)$$

Bây giờ sau 1 s mật độ nơtrôn tăng lên như sau :

$$\frac{N(1)}{N(0)} = e^{\frac{1}{32}} \approx 3,1\%$$

Với tốc độ tăng chậm như vậy của mật độ nơtrôn và cũng là của công suất lò, ta hoàn toàn có thể điều khiển lò được.

4.2.3. Giới hạn tác dụng của nơtrôn trễ

Các ví dụ trên đều tính với độ dư hệ số nhân δk = 0,0025. Song nếu δk lớn hơn thì chu kỳ lò phản ứng T giảm đi và tốc độ tăng công suất sẽ lớn lên. Do đó cần đánh giá giới hạn của độ dư hệ số nhân δk để nơtrôn trễ thôi đóng vai trò của mình.

Ta tách hệ số nhân thành 2 số hạng :

$$k = k_0 + k_{tr} \tag{4.16}$$

trong đó :

$$k_o = (1 - \beta)\, k \tag{4.17}$$

$$k_{tr} = \beta k \tag{4.18}$$

với k_0 và k_{tr} là các hệ số nhân riêng phần ứng với nơtrôn tức thời và nơtrôn trễ.

Nếu $k_0 < 1$ thì phản ứng dây chuyền xảy ra do sự đóng góp của các nơtrôn tức thời và nơtrôn trễ. Nếu $k_0 > 1$ thì phản ứng dây chuyền xảy ra chỉ do nơtrôn tức thời, công suất lò phản ứng tăng rất nhanh theo hàm số mũ. Trong trường hợp $k_0 = 1$, lò phản ứng ở mức tới hạn tức thời, nghĩa là ở trạng thái mà k_0 lớn lên một ít cũng đưa lò lên trạng thái trên tới hạn và không thể điều khiển sự hoạt động của nó được nữa.

Như vậy giới hạn $k_0 = 1$ là giới hạn kết thúc vai trò của nơtrôn trễ trong phản ứng dây chuyền. Ta viết lại :

$$k_0 = (1 - \beta)\,(1 + \delta k\,) \approx 1 + \delta k - \beta. \tag{4.19}$$

Theo (4.19) thì $k_0 < 1$ ta có $\delta k < \beta$; $k_0 = 1$ ta có $\delta k = \beta$ và $k_0 > 1$ ta có $\delta k > \beta$. Điều này có nghĩa là để lò phản ứng có thể điều khiển được thì độ dư hệ số nhân phải thỏa mãn điều kiện :

$$\delta k < \beta. \tag{4.20}$$

Trong các trường hợp ta xét thì $\delta k << 1$ nên có thể viết :

$$\rho \approx \delta k < \beta. \tag{4.21}$$

Ngoài độ phản ứng ρ người ta dùng độ phản ứng tương đối tính theo đơn vị dollar.

$$\rho_\$ = \frac{\rho}{\beta}. \tag{4.22}$$

Khi $\rho = \beta$ thì $\rho_\$ = 1$ dollar.

Ý nghĩa của một dollar như sau : Nếu đưa vào vùng hoạt lò phản ứng một độ phản ứng nào đó thì công suất của lò tăng và chu kỳ tăng công suất lò được quy định bởi các nơtrôn trễ. Song nếu tăng ρ đến bằng β thì lò sẽ chuyển sang tới hạn tức thời. Như vậy 1 dollar là giá trị của độ phản ứng tương đối mà lò phản ứng chuyển sang tới hạn tức thời. Để tránh trường hợp không điều khiển được lò phản ứng, không nên đưa vào vùng hoạt một độ phản ứng dương bằng hoặc quá 1 dollar. Quy tắc an toàn hạt nhân quy định mức tối đa đưa độ phản ứng dương vào lò là 0,3 dollar. Người ta thường dùng đơn vị 1 cent = 0,01 dollar.

4.3. PHƯƠNG TRÌNH ĐỘNG HỌC LÒ PHẢN ỨNG

4.3.1. Phương trình động học lò điểm

Phương trình động học miêu tả sự thay đổi theo thời gian của mật độ nơtrôn N $\frac{\text{nơtrôn}}{\text{cm}^3}$. Về nguyên tắc phương trình này suy ra từ phương trình khuếch tán nơtrôn (2.43), trong đó nguồn nơtrôn S gồm nguồn nơtrôn tức thời, nguồn nơtrôn trễ và nguồn nơtrôn bên ngoài khác. Tuy nhiên có thể rút ra phương trình động học nhờ lập luận đơn giản hơn.

Ta hãy viết phương trình động học *trong phép gần đúng một nhóm nơtrôn nhiệt*, không kể đến sự làm chậm nơtrôn. Khi đó :

$\frac{dN}{dt}$ = Tốc độ sinh nơtrôn

- Tốc độ hấp thụ nơtrôn

- Tốc độ tạo các mảnh vỡ phân hạch phát nơtrôn trễ

+ Tốc độ sinh các nơtrôn trễ từ các nguồn mảnh vỡ phân hạch đó

+ Nguồn nơtrôn bên ngoài S.

Các số hạng của phương trình trên như sau : Tốc độ sinh nơtrôn là $k\Sigma_a\Phi$, tốc độ hấp thụ nơtrôn là $\Sigma_a\Phi$, tốc độ tạo các mảnh vỡ phân hạch phát nơtrôn trễ là $k\beta\ \Sigma_a\Phi$, còn tốc độ sinh các nơtrôn trễ là $\sum_{i=1}^{6}\lambda_i C_i$, trong đó C_i và $\lambda_i = \frac{1}{\ell_i}$ là nồng độ và hằng số phân rã của các mảnh vỡ phân hạch phát nơtrôn trễ thuộc nhóm thứ i (i = 1, 2,...,6). Như vậy phương trình động học có dạng :

$$\frac{dN}{dt} = [k(1-\beta)-1]\Sigma_a\Phi + \sum_{i=1}^{6}\lambda_i C_i + S. \qquad (4.23)$$

Nồng độ các mảnh vỡ phân hạch phát nơtrôn trễ nhóm thứ i tuân theo phương trình sau :

$$\frac{dC_i}{dt} = \beta_i k\Sigma_a\Phi - \lambda_i C_i \qquad (4.24)$$

trong đó số hạng thứ nhất bên vế phải là tốc độ sinh còn số hạng thứ hai là tốc độ giảm của nồng độ C_i.

Các phương trình (4.23) và (4.24) được viết đối với mật độ nơtrôn N như sau:

$$\frac{dN}{dt} = [(1-\beta)k - 1]\frac{N}{\ell} + \sum_{i=1}^{6}\lambda_i C_i + S \qquad (4.25)$$

$$= (\delta k - \beta k)\frac{N}{\ell} + \sum_{i=1}^{6}\lambda_i C_i + S$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \beta_i k\frac{N}{\ell} - \lambda_i C_i \qquad (4.26)$$

trong đó : $\ell = \frac{\lambda_a}{v} = \frac{1}{\Sigma_a v}$ là thời gian sống của nơtrôn tức thời.

Các phương trình (4.25) và (4.26) không phụ thuộc vào các tọa độ không gian, vì vậy gọi là các *phương trình động học của lò phản ứng điểm*. Các phương trình này miêu tả tốt tính chất thay đổi theo thời gian của mật độ nơtrôn trong đa số các lò phản ứng, vì vậy người ta sử dụng chúng rộng rãi trong việc thiết kế các hệ thống kiểm tra và điều khiển lò phản ứng.

4.3.2. Nghiệm phương trình động học khi thay đổi nhảy bậc độ phản ứng

Ta hãy giải hệ phương trình động học (4.25) và (4.26) trong trường hợp hệ số nhân thay đổi một lượng δk theo kiểu nhảy bậc, tức là k thay đổi từ $k = 1$ đến $k = 1 + \delta k$ tại thời điểm $t = 0$. Giả sử không có nguồn ngoài, $S = 0$. Nghiệm các phương trình trên được viết dưới dạng như sau :

$$N = a\exp(\omega t)\ ,\ C_i = b_i \exp(\omega t). \tag{4.27}$$

Khi đó các phương trình (4.25) và (4.26) trở thành :

$$\omega N = [\delta k - \beta k]\frac{N}{\ell} + \sum_{i=1}^{6}\lambda_i C_i \tag{4.28}$$

$$\omega C_i = \beta_i k\frac{N}{\ell} - \lambda_i C_i . \tag{4.29}$$

Từ phương trình (4.29) suy ra :

$$C_i = \frac{\beta_i kN}{\ell(\omega + \lambda_i)} \tag{4.30}$$

Thay C_i từ phương trình (4.30) vào phương trình (4.28) ta được

$$\omega\ell = (\delta k - \beta k) + k\sum_{i=1}^{6}\frac{\lambda_i\beta_i}{\omega + \lambda_i}$$

hay :

$$\rho = \frac{\omega\ell}{k} + \sum_{i=1}^{6}\frac{\omega\beta_i}{\omega + \lambda_i}. \tag{4.31}$$

Từ biểu thức $\rho = \frac{k-1}{k}$ ta được $k = \frac{1}{1-\rho}$, do đó (4.31) trở thành:

$$\rho = \frac{\ell\omega}{1 + \ell\omega} + \frac{1}{1 + \ell\omega}\sum_{i=1}^{6}\frac{\omega\beta_i}{\omega + \ell_i}. \tag{4.32}$$

Phương trình (4.32) thường được gọi là *phương trình giờ ngược*. Đây là phương trình bậc 7 đối với ω qua độ phản ứng ρ. Để đánh giá đặc trưng tổng quát của các nghiệm, trên hình 4.1 trình

bày đồ thị phụ thuộc ρ vào ω. Từ đồ thị này thấy rằng khi tính 6 nhóm nơtrôn trễ thì ứng với mỗi giá trị ρ ta có 7 giá trị ω. Với giá trị ρ dương có một nghiệm dương và 6 nghiệm âm, 6 nghiệm này tiệm cận đến giá trị $-\lambda_1$, $-\lambda_2$,$-\lambda_3$, $-\lambda_4$, $-\lambda_5$ và $-\lambda_6$. Với ρ âm tất cả 7 nghiệm của ω đều mang dấu âm. Như vậy biểu thức tổng quát của mật độ nơtrôn có dạng như sau :

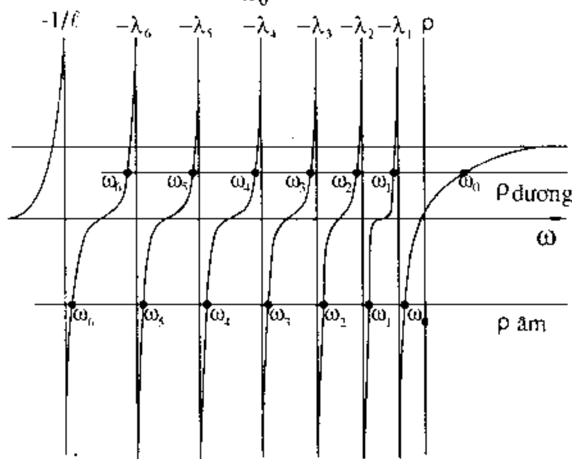
$$N(t) = \sum_{j=0}^{6} A_j \exp(\omega_j t) \tag{4.33}$$

Với bước nhảy dương δk, tất cả các số hạng, trừ số hạng đầu tiên, giảm theo thời gian. Do đó sau một khoảng thời gian vào cỡ $\frac{1}{\lambda_1}$ các số hạng với số mũ âm giảm dần đến 0 và chỉ còn số hạng đầu tiên đóng vai trò quan trọng. Khi đó (4.33) trở thành :

$$N(t) = A_0 e^{\omega_0 t} . \tag{4.34}$$

Phương trình này có dạng phương trình (4.6), do đó chu kỳ lò phản ứng là :

$$T = \frac{1}{\omega_0} \tag{4.35}$$



Hình 4.1. **Dạng chung của sự phụ thuộc của ρ vào ω**

Trong phương trình (4.31) ta thay ω bằng ω_0 và dùng biểu thức (4.35) ta được :

$$\rho = \frac{\ell}{kT} + \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T} \qquad (4.36)$$

Đây là một dạng phương trình giờ ngược thường được sử dụng, theo đó ρ được xác định qua thời gian ngược 1/T. Với chu kỳ T = 1h = 3600 s thì $\rho \approx 2,3 \times 10^{-5}$, giá trị này gọi là *giờ ngược.*

Ta hãy xét các trường hợp gần đúng của công thức (4.36). Khi ρ << β thì chu kỳ T rất lớn, do đó $\lambda_i T >> 1$ và công thức (4.36) trở thành :

$$\rho \approx \frac{1}{T}\left(\frac{\ell}{k} + \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i}{\lambda_i}\right) \approx \frac{1}{T}\left(\ell + \sum_{i=1}^{6} \beta_i \ell_i\right).$$

Do $\sum_{i=1}^{6} \beta_i \ell_i \approx 0{,}08$ sec >> ℓ nên biểu thức trên trở thành :

$$\rho \approx \frac{1}{T} \sum_{i=1}^{6} \beta_i \ell_i$$

hay:

$$T = \frac{\sum_{i-1}^{6} \beta_i \ell_i}{\rho} \approx \frac{\bar{\ell}}{\rho}. \qquad (4.37)$$

Biểu thức (4.37) trùng với biểu thức (4.15), điều đó có nghĩa là khi ρ << β thì chu kỳ lò phản ứng được xác định bởi thời gian sống của các nơtrôn trễ.

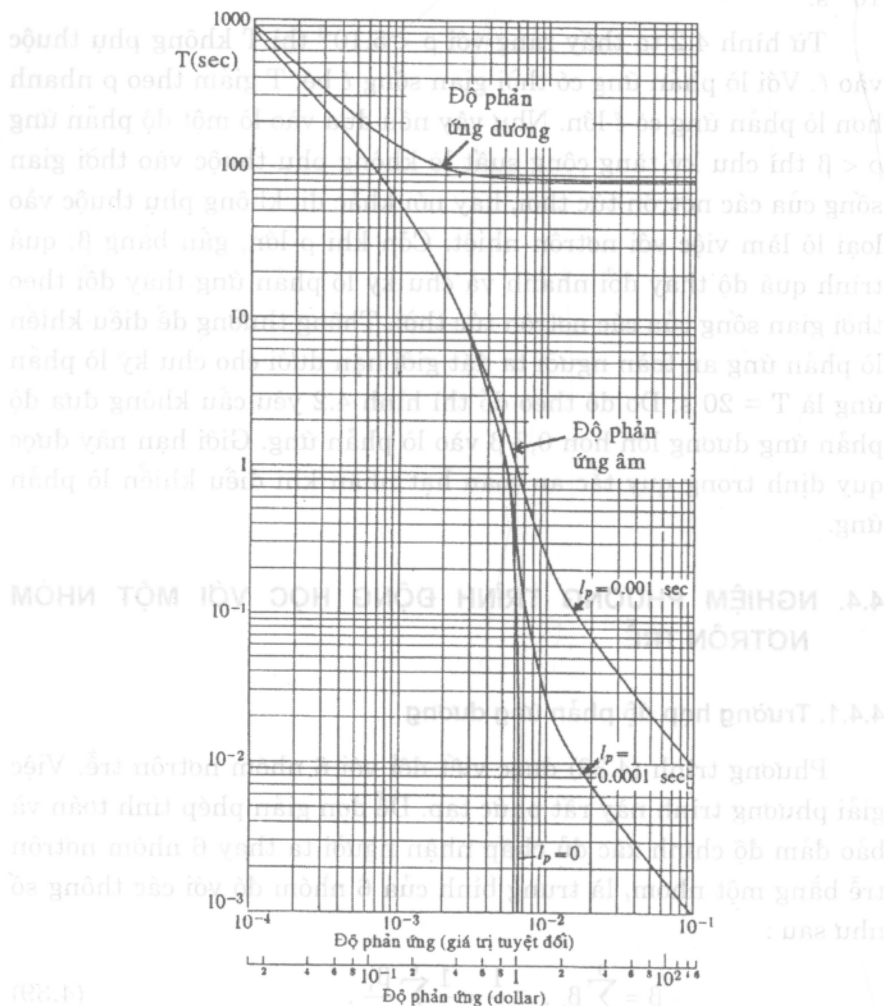
Trong trường hợp ρ >> β thì 1 >> $\lambda_i T$ do đó biểu thức (4.36) trở thành :

$$\rho = \frac{\ell}{kT} + \sum_{i=1}^{6} \beta_i = \frac{\ell}{kT} + \beta$$

hay :

$$T = \frac{\ell}{k}\frac{\ell}{\rho - \beta} \approx \frac{\ell}{k\rho} = \frac{\ell}{\delta k}. \tag{4.38}$$

Biểu thức này trùng với (4.7), do đó chu kỳ lò phản ứng được xác định bởi thời gian sống của các nơtrôn tức thời khi $\rho >> \beta$.



Hình 4.2. Sự phụ thuộc T vào ρ theo biểu thức (4.36)

Sự phụ thuộc chu kỳ lò phản ứng T và độ phản ứng ρ theo công thức (4.36) được trình bày trên hình 4.2 đối với lò phản ứng nơtrôn nhiệt dùng nhiên liệu ^{235}U. Các đường cong T = f (ρ) được tính đối với các giá trị thời gian sống nơtrôn tức thời $\ell = 10^{-3}$ s và 10^{-4} s.

Từ hình 4.2 ta thấy rằng với $\rho < 5.10^{-3}$ thì T không phụ thuộc vào ℓ. Với lò phản ứng có thời gian sống ℓ bé, T giảm theo ρ nhanh hơn lò phản ứng có ℓ lớn. Như vậy nếu đưa vào lò một độ phản ứng $\rho < \beta$ thì chu kỳ tăng công suất lò không phụ thuộc vào thời gian sống của các nơtrôn tức thời, hay nói khác đi, không phụ thuộc vào loại lò làm việc với nơtrôn nhiệt. Còn khi ρ lớn, gần bằng β, quá trình quá độ thay đổi nhanh và chu kỳ lò phản ứng thay đổi theo thời gian sống của các nơtrôn tức thời. Thông thường để điều khiển lò phản ứng an toàn người ta đặt giới hạn dưới cho chu kỳ lò phản ứng là T = 20 s. Do đó theo đồ thì hình 4.2 yêu cầu không đưa độ phản ứng dương lớn hơn 0,3 β vào lò phản ứng. Giới hạn này được quy định trong quy tắc an toàn hạt nhân khi điều khiển lò phản ứng.

4.4. NGHIỆM PHƯƠNG TRÌNH ĐỘNG HỌC VỚI MỘT NHÓM NƠTRÔN TRỄ

4.4.1. Trường hợp độ phản ứng dương

Phương trình (4.32) được viết đối với 6 nhóm nơtrôn trễ. Việc giải phương trình này rất phức tạp. Để đơn giản phép tính toán và bảo đảm độ chính xác đủ chấp nhận người ta thay 6 nhóm nơtrôn trễ bằng một nhóm, là trung bình của 6 nhóm đó với các thông số như sau :

$$\beta = \sum_{i=1}^{6} \beta_i , \quad \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\beta} \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i}{\lambda_i} . \tag{4.39}$$

Khi đó phương trình (4.32) trở thành :

$$\rho = \frac{\ell\omega}{\ell\omega + 1} + \frac{1}{\ell\omega + 1} \times \frac{\omega\beta}{\omega + \lambda}. \qquad (4.40)$$

Đây là phương trình bậc hai đối với ω.

$$\ell(\rho - 1)\,\omega^2 + [\rho\,(1 + \lambda\ell) - (\beta + \lambda\ell)]\omega + \rho\lambda = 0 \qquad (4.41)$$

Phương trình có 2 nghiệm ω_0 và ω_1 :

$$\omega_{0,1} = -\frac{\rho(1 + \lambda\ell) - (\beta + \lambda\ell)}{2\ell(\rho - 1)} \pm \frac{1}{2}\sqrt{\left[\frac{\rho(1 + \lambda\ell) - (\beta + \lambda\ell)}{\ell(\rho - 1)}\right]^2 - \frac{4\rho\lambda}{\ell(\rho - 1)}}. \qquad (4.42)$$

Khi đó mật độ nơtrôn N(t) và nồng độ các mảnh vỡ phân hạch phát nơtrôn trễ C(t) có dạng như sau :

$$N(t) = A_0\, e^{\omega_0 t} + A_1\, e^{\omega_1 t} \qquad (4.43)$$

$$C(t) = B_0 e^{\omega_0 t} + B_1 e^{\omega_1 t}. \qquad (4.44)$$

Các hằng số A_0, A_1, B_0, B_1 xác định từ các điều kiện ban đầu. Giả sử lò phản ứng nằm ở trạng thái dừng với mật độ nơtrôn N_0 và nồng độ các mảnh vỡ phân hạch phát nơtrôn trễ C_0 mãi tới thời điểm t = 0, tại đó đưa vào bước nhảy bậc hệ số nhân δk. Như vậy tại thời điểm t = 0 các biểu thức (4.43) và (4.44) dẫn tới :

$$N_0 = A_0 + A_1 \qquad (4.45)$$

$$C_0 = B_0 + B_1. \qquad (4.46)$$

Trong phép gần đúng với một nhóm nơtrôn trễ phương trình (4.26) có dạng :

$$\frac{dC}{dt} = \beta k \frac{N}{\ell} - \lambda C \qquad (4.47)$$

Thay các hàm N(t) từ (4.43) và hàm C(t) từ (4.44) vào phương trình (4.47), do $k \approx 1$ ta được :

$$B_0(\omega_0 + \lambda) = \frac{\beta}{\ell} A_0 \tag{4.48}$$

$$B_1(\omega_1 + \lambda) = \frac{\beta}{\ell} A_1 . \tag{4.49}$$

Mặt khác tại thời điểm t = 0 hàm C không thay đổi theo thời gian nên $\frac{dC}{dt}\Big|_{t=0} = 0$. Do đó từ phương trình (4.47) ta được :

$$C_0 = \frac{\beta}{\lambda \ell} N_0 \tag{4.50}$$

Như vậy ta có hệ 5 phương trình đại số tuyến tính (4.45), (4.46), (4.48), (4.49) và (4.50) đối với 5 đại lượng cần xác định A_0, A_1, B_0, B_1 và C_0. Các đại lượng này được biểu thị qua các thông số ω_0, ω_1 và N_0. Nói riêng đối với A_0, A_1 ta được :

$$A_0 = \frac{\omega_1(\omega_0 + \lambda)}{\lambda(\omega_1 - \omega_0)} N_0 \tag{4.51}$$

$$A_1 = \frac{\omega_0(\omega_1 + \lambda)}{\lambda(\omega_0 - \omega_1)} N_0 \tag{4.52}$$

Để rút gọn các biểu thức ω_0, ω_1, A_0, A_1 ta giả thiết rằng lò phản ứng đang làm việc ở trạng thái tới hạn một thời gian lâu, bỗng nhiên đưa vào một độ phản ứng dương $\rho = 0{,}003$. Với $\ell = 10^{-3}$ sec và $\lambda = 0{,}077\ sec^{-1}$ thì $\lambda \ell << 1$. Do $\rho << 1$ nên công thức (4.42) có thể viết thành :

$$\omega_{0,1} = -\frac{\beta - \rho + \lambda \ell}{2\ell}\left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{4\lambda\rho\ell}{(\beta - \rho + \lambda\ell)^2}}\right]$$

Mặt khác $(\beta - \rho + \lambda \ell)^2 >> 2\lambda\rho\ell$ nên có thể khai triển biểu thức trong dấu căn bậc hai. Như vậy :

$$\omega_{0,1} = \frac{-(\beta - \rho + \lambda\ell)}{2\ell}\left\{1 \pm \left[1 + \frac{2\lambda\rho\ell}{(\beta - \rho + \lambda\ell)^2}\right]^{\frac{1}{2}}\right\}$$

Từ đó :

$$\omega_0 = \frac{\lambda\rho}{\beta - \rho + \lambda\ell} \tag{4.53}$$

$$\omega_1 = -\frac{(\beta - \rho + \lambda\ell)^2 + \lambda\rho\ell}{\ell(\beta - \rho + \lambda\ell)}. \tag{4.54}$$

Nếu bỏ qua $\lambda\ell$ so với $(\beta - \rho)$ và $\lambda\rho\ell$ so với $(\beta - \rho)^2$ thì các biểu thức (4.53) và (4.54) trở thành :

$$\omega_0 = \frac{\lambda\rho}{\beta - \rho} \tag{4.55}$$

$$\omega_1 = -\frac{\beta - \rho}{\ell}. \tag{4.56}$$

Thay các biểu thức này vào (4.51) và (4.52) ta được :

$$A_0 = \frac{\beta}{\beta - \rho} N_0 \tag{4.57}$$

$$A_1 = -\frac{\rho}{\beta - \rho} N_0 \tag{4.58}$$

Sau khi xác định các biểu thức gần đúng đối với ω_0, ω_1, A_0 và A_1 ta có mật độ nơtrôn biểu thị dưới dạng sau :

$$N(t) = N_0\left[\frac{\beta}{\beta - \rho}\exp\left(\frac{\lambda\rho}{\beta - \rho}t\right) - \frac{\rho}{\beta - \rho}\exp\left(-\frac{\beta - \rho}{\ell}t\right)\right] \tag{4.59}$$

Từ biểu thức này thấy rằng mật độ nơtrôn gồm hai số hạng, trong đó số hạng thứ nhất tăng còn số hạng thứ hai giảm.

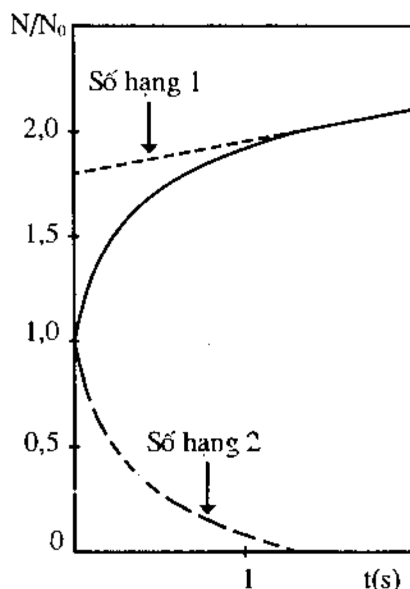
a. Ý nhĩa của số hạng thứ nhất

Thay các giá trị bằng số vào (4.59) ta được :

$$\frac{N(t)}{N_0} = 1{,}88\exp(0{,}07t) - 0{,}88\exp(-3{,}4t). \qquad (4.60)$$

Trên hình 4.3 minh họa sự thay đổi tương đối của mật độ nơtrôn theo thời gian dựa trên biểu thức (4.60), trong đó các số hạng thứ nhất và thứ hai là các đường gạch nối.

Ta thấy số hạng thứ hai chỉ đóng vai trò quan trọng trong vài phần mười giây đầu và sau đó giảm rất nhanh. Qua vài giây mật độ nơtrôn được xác định bởi số hạng thứ nhất, do đó :



***Hình 4.3*. Sự thay đổi tương đối của mật độ nơtrôn khi đưa một độ phản ứng dương ρ = 0,003 vào lò đang ở trạng thái tới hạn**

$$N(t) = N_0 \frac{\beta}{\beta - \rho} \exp\left(\frac{\lambda\rho}{\beta - \rho} t\right). \qquad (4.61)$$

Từ biểu thức này ta suy ra chu kỳ lò phản ứng là:

$$T_{+} = \frac{\beta - \rho}{\lambda\rho}. \tag{4.62}$$

Dấu "+" ở đây biểu thị chu kỳ tăng công suất lò phản ứng khi đưa vào độ phản ứng dương. Thay các giá trị số vào (4.62) ta được :

$$T_{+} = 14,7 \text{ s}. \tag{4.63}$$

Nếu $\rho << \beta$ thì biểu thức (4.62) có dạng gần đúng :

$$T_{+} \approx \frac{\beta}{\lambda\beta}. \tag{4.64}$$

Do $\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\beta}\sum_{i=1}^{6}\frac{\beta_i}{\lambda_i} = \frac{1}{\beta}\sum_{i=1}^{6}\beta_i \ell_i = \ell_{tr}$ nên $\frac{\beta}{\lambda} = \beta\ell_{tr} \approx \bar{\ell}$. Vì vậy biểu thức (4.64) trùng với biểu thức (4.37), hay (4.15), tức là khi $\rho << \beta$ thì chu kỳ tăng công suất lò phản ứng được quy định bởi thời gian sống của các nơtrôn trễ.

b. Ý nghĩa của số hạng thứ hai

Trên đây ta xét sự tăng công suất lò phản ứng ở khoảng thời gian khá xa thời điểm đưa độ nhảy bậc dương độ phản ứng vào lò. Sự tăng đó được đặc trưng bởi chu kỳ T_{+} và quy định bởi các nơtrôn trễ. Nếu xét tại thời điểm thay đổi nhảy bậc độ phản ứng thì như đã trình bày trên hình 4.3, hàm N(t) thay đổi khá nhanh. Khoảng thay đổi N(t) trong vòng một giây đầu được quy định bởi các nơtrôn tức thời. Thật vậy chu kỳ lò phản ứng được định nghĩa tổng quát là

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{N}\frac{dN}{dt}. \tag{4.65}$$

Khi đó tại thời điểm t = 0, tính theo công thức (4.59) ta có :

$$\frac{1}{T} = \frac{\beta\lambda\rho}{(\beta - \rho)^2} + \frac{\rho}{\ell} \tag{4.66}$$

Nếu ρ bé thì :

$$\frac{1}{T} \approx \frac{\rho}{\ell}. \quad (4.67)$$

Như vậy $T \approx \frac{\ell}{\rho}$ tại thời điểm t = 0, công thức này trùng với (4.38) và (4.7), tức là chu kỳ lò phản ứng được quy định bởi các nơtrôn tức thời.

4.4.2. Trường hợp độ phản ứng âm

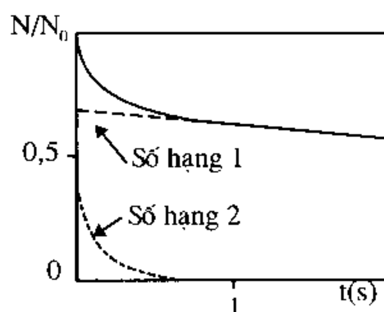
Sự phân tích các quá trình quá độ dẫn ra ở trên cũng đúng với trường hợp $\rho < 0$, tức là khi đưa độ phản ứng âm vào lò. Trường hợp này xảy ra khi đưa vật hấp thụ nơtrôn vào vùng hoạt lò phản ứng. Từ hình 4.1 thấy rằng khi $\rho < 0$ tất cả các nghiệm ω_0, ω_1, ω_2,...ω_6 đều có giá trị âm. Nghiệm ω_0 có giá trị tuyệt đối bé nhất nên số hạng đầu tiên trong (4.33) giảm chậm nhất và xác định chu kỳ công suất lò phản ứng. Trong phép gần đúng một nhóm nơtrôn trễ hàm N(t) có dạng như sau :

$$N(t) = N_0\left[\frac{\beta}{\beta+|\rho|}\exp\left(-\frac{\lambda|\rho|}{\beta+|\rho|}t\right)+\frac{|\rho|}{\beta+|\rho|}\exp\left(-\frac{\beta+|\rho|}{\ell}t\right)\right]. \quad (4.68)$$

Trong công thức (4.68), số hạng đầu miêu tả sự đóng góp của nơtrôn trễ còn số hạng sau miêu tả sự đóng góp của nơtrôn tức thời. Cả hai số hạng đều giảm theo thời gian. Với các giá trị đã dùng đối với các thông số β, $|\rho|$, λ và ℓ như trường hợp $\rho > 0$, hàm (4.68) có dạng :

$$\frac{N(t)}{N_0} = 0{,}681\exp(-0{,}025t) + 0{,}319\exp(-9{,}4t). \quad (4.69)$$

Hàm này được minh họa trên hình 4.4, trong đó số hạng thứ hai giảm rất nhanh theo thời gian, khi đó mật độ nơtrôn gần như giảm đột ngột và bước nhảy này càng lớn khi $|\rho|$ càng lớn.



Hình 4.4. **Sự thay đổi tương đối của mật độ nơtrôn khi đưa một độ phản ứng âm ρ = -0,003 vào lò đang ở trạng thái dừng**

Sau thời gian cỡ 1 sec mật độ nơtrôn có dạng :

$$N(t) = N_0 \frac{\beta}{\beta + |\rho|} \exp\left(- \frac{\lambda|\rho|}{\beta + |\rho|} t \right). \tag{4.70}$$

Chu kỳ giảm công suất lò phản ứng là :

$$T_- = \frac{\beta + |\rho|}{\lambda|\rho|} \tag{4.71}$$

trong đó, dấu "-" biểu thị chu kỳ giảm công suất lò khi đưa vào độ phản ứng âm. Thay các giá trị số vào (4.71) ta được :

$$T_- \approx 40 \text{ s}. \tag{4.72}$$

So sánh các giá trị (4.63) và (4.72) ta thấy chu kỳ giảm công suất lớn hơn chu kỳ tăng công suất lò phản ứng. Như vậy ảnh hưởng của các nơtrôn trễ trong trường hợp $\rho < 0$ xuất hiện mạnh hơn trong trường hợp $\rho > 0$. Nếu tăng độ phản ứng âm, theo hình 4-1, nghiệm ω_0 sẽ tiến dần đến giá trị $-\lambda_1$, trong đó:

$$\lambda_1 = \frac{0{,}693}{T_{1/2}} = \frac{0{,}693}{55{,}7} \text{ s}^{-1} = 0{,}0124 \text{ s}^{-1}$$

khi đó chu kỳ giảm công suất lò phản ứng là

$$T = \frac{1}{\omega_0} \approx 80\,s\,. \tag{4.73}$$

Biểu thức (4.73) cho thấy rằng khi dừng lò công suất lò giảm với chu kỳ cỡ 80 s và không thể dừng lò nhanh hơn được. Việc giảm công suất chậm như vậy yêu cầu hệ thống tải nhiệt của lò cần hoạt động một thời gian sau khi dừng lò.

4.5. ĐỘNG HỌC LÒ KHI THAY ĐỔI TUYẾN TÍNH ĐỘ PHẢN ỨNG

Trong thực tế thường xảy ra quá trình thay đổi tuyến tính độ phản ứng mà không thay đổi nhảy bậc như đã xét trong mục 4.4. Chẳng hạn, trong quá trình khởi động lò thì công suất lò được nâng dần lên nhờ việc rút từ từ các thanh hấp thụ nơtrôn. Tốc độ tăng độ phản ứng phụ thuộc vào tốc độ rút các thanh hấp thụ này. Trong quá trình làm việc của lò, khi chuyển từ mức công suất này sang mức công suất khác, độ phản ứng cũng thay đổi do sự dịch chuyển các thanh hấp thụ nơtrôn. Nói chung sự thay đổi độ phản ứng được biểu thị bởi hàm số của thời gian, mà trong trường hợp đơn giản nhất ta có :

$$\delta k = \delta k_0 + at. \tag{4.74}$$

Với độ thay đổi δk này, các phương trình động học trong trường hợp gần đúng một nhóm nơtrôn trễ có dạng :

$$\frac{dN}{dt} = (\delta k - k\beta)\frac{N}{\ell} + \lambda C \tag{4.75}$$

$$\frac{dC}{dt} = k\beta\frac{N}{\ell} - \lambda C\,. \tag{4.76}$$

Thay λC từ (4.76) vào (4.75) ta được:

$$\frac{dN}{dt} = \delta k\frac{N}{\ell} - \frac{dC}{dt}\,. \tag{4.77}$$

Lấy vi phân hai vế của phương trình (4.75) và kết hợp với phương trình (4.77) ta có phương trình đạo hàm bậc 2 :

$$\frac{d^2N}{dt^2} + \left(\frac{k\beta - \delta k}{\ell} + \lambda\right)\frac{dN}{dt} - \frac{1}{\ell}\left(\frac{d\delta k}{dt} + \lambda\delta k\right)N = 0 . \qquad (4.78)$$

Do $\ell \ll 1$ nên $\frac{k\,\beta - \delta\,k}{\ell} \gg \lambda$ và có thể bỏ qua số hạng λ so với $\frac{k\,\beta - \delta\,k}{\ell}$.

Giả sử tại t = 0, $\delta k_0 = 0$, nghĩa là tại t = 0 lò ở trạng thái tới hạn. Với $k \approx 1$ ta có phương trình :

$$\frac{d^2N}{dt^2} + \frac{\beta - at}{\ell}\frac{dN}{dt} - \frac{a}{\ell}(1 + \lambda t)N = 0 . \qquad (4.79)$$

Thay hàm số và biến số dưới dạng :

$$N(t) = n\,(s)e^{-\lambda t}$$

$$s = \frac{\beta - at}{\sqrt{a\ell}} \qquad (4.80)$$

ta được phương trình mới :

$$\frac{d^2n}{ds^2} - \left(s - 2\lambda\sqrt{\frac{\ell}{a}}\right)\frac{dn}{ds} - \left(1 + \frac{\beta\lambda}{a} - \lambda^2\frac{\ell}{a}\right)n = 0 \qquad (4.81)$$

nếu $\delta k \ll \beta$ thì $\lambda\sqrt{\frac{\ell}{a}} \ll s$ và (4.81) trở thành :

$$\frac{d^2n}{ds^2} - s\frac{dn}{ds} - \left(1 + \frac{\beta\lambda}{a}\right)n = 0 . \qquad (4.82)$$

Phương trình này có nghiệm tương đối đơn giản đối với các giá trị nguyên $m = \frac{\beta\lambda}{a}$, nghĩa là m = 0,1,2... Giả thiết rằng tốc độ tăng độ phản ứng sao cho δk đạt giá trị β qua một khoảng thời gian sống trung bình của các nơtrôn trễ $\frac{1}{\lambda}$. Khi đó nghiệm phương trình (4.82) là:

$$n(s) = \frac{d^m}{ds^m}\left[e^{s^2/2}\left(C_1 + C_2\int_{s_0}^{s} e^{-s^2/2}ds\right)\right] \quad (4.83)$$

trong đó C_1 và C_2 là các hằng số tùy ý còn $s_0 = \frac{\beta}{\sqrt{a\ell}}$ là gia trị của s tại thời điểm ban đầu.

Xét trường hợp m = 1, nghĩa là $a = \beta\lambda$ thì :

$$n(s) = C_1 s e^{s^2/2} + C_2\left(1 + s e^{s^2/2}\int_{s_0}^{s} e^{-s^2/2}ds\right). \quad (4.84)$$

Tại t = 0 thì

$N(0) = N_0$ hay $n(s_0) = N_0$

và $\frac{dN}{dt} = 0$ hay $\frac{dn(s_0)}{ds} = -\lambda N_0\sqrt{\frac{\ell}{a}}$

Đặt các điều kiện ban đầu này vào (4.84) ta được:

$$N_0 = C_1\, s_0 \exp\left(\frac{s_0^2}{2}\right) + C_2$$

$$-\lambda N_0\sqrt{\frac{\ell}{a}} = C_1 \exp(\frac{s_0^2}{2}) + C_1 s_0^2 \exp(\frac{s_0^2}{2}) + C_2 s_0$$

Do đó :

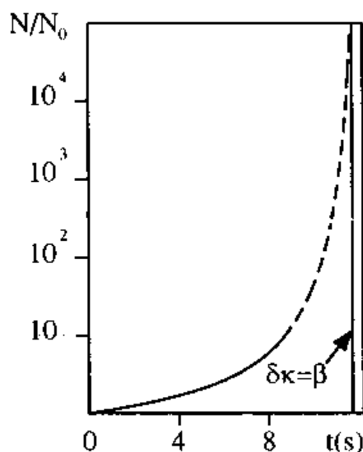
$$C_1 = -N_0(s_0 + \lambda\sqrt{\frac{\ell}{a}})\exp(-\frac{s_0^2}{2})$$

$$C_2 = N_0\,[1 + s_0\,(s_0 + \lambda\,\sqrt{\frac{\ell}{a}})]$$

Đặt các hằng số C_1 và C_2 vào (4.84) và chú ý rằng $\lambda\sqrt{\frac{\ell}{a}} \ll s_0$ ta có:

$$\frac{N(t)}{N_0} = \exp(-\lambda t)\left\{\left(1+s_0^2\right)\left[1+se^{\frac{s^2}{2}} - \int_{s_0}^{s}\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right)ds\right] - ss_0\exp\left(-\frac{s_0^2 - s^2}{2}\right)\right\}$$

(4.85)



***Hình 4.5.* Sự thay đổi mật độ nơtrôn theo thời gian khi thay đổi tuyến tính độ phản ứng**

Trên hình 4.5 trình bày sự thay đổi mật độ nơtrôn theo thời gian. Thoạt tiên mật độ nơtrôn tăng từ từ, cho đến khi $\delta k \to \beta$ thì mật độ nơtrôn tăng rất nhanh. Khi $\delta k = \beta$ lò phản ứng đạt tới hạn tức thời và sư tăng công suất lò thực tế được xác định bởi các nơtrôn tức thời.

Cần chú ý rằng phương trình (4.85) chỉ đúng khi :

$$s = \left(\beta - at\right)/\sqrt{a\ell} >> \lambda\sqrt{\frac{\ell}{a}} \qquad (4.86)$$

nên ta hãy xét xem bất đẳng thức này còn đúng cho đến thời điểm nào. Trên bảng 4.1 dẫn ra các đại lượng tương ứng với các giá trị ℓ khác nhau. Ở đây $a = \beta\lambda \approx 5.10^{-4}$.

Bảng 4.1. **Sự phụ thuộc thời gian của s và $\lambda\sqrt{\frac{\ell}{a}}$ với các giá trị ℓ khác nhau**

ℓ (s)	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}
s_0 (t = 0)	9	28,5	90
s (t = 10 s)	2,0	6,25	21
$\lambda\sqrt{\frac{\ell}{a}}$	0,11	0,035	0,011

Từ bảng 4.1 thấy rằng sau khoảng thời gian 10 s kể từ khi bắt đầu thay đổi độ phản ứng với tốc độ $a = 5.10^{-4}$ s^{-1} giá trị s lớn hơn nhiều so với $\lambda\sqrt{\frac{\ell}{a}}$. Ở thời điểm t = 10 s thì $\delta k = at = 0{,}005 \approx 0{,}8\beta$, tức là gần bằng β. Nếu tiếp tục tăng nữa thì sẽ có nguy hiểm.

Bằng cách tương tự có thể xác định được hàm số n(s) theo biểu thức (4.83) đối với các giá trị m = 2, 3,... Do $a = \frac{\beta\lambda}{m}$ nên khi tăng m giá trị a giảm. Với m = 2 và 3 thì $a = 2{,}5.10^{-4}$ s^{-1} và $1{,}65.10^{-4}$ s^{-1}. Do đó với giá trị m lớn quá trình quá độ chậm đi. Độ phản ứng đưa vào sẽ đạt giá trị 0,005 = 0,3β sau các khoảng thời gian 20 s (với m = 2) và 30 s (với m = 3).

4.6. ĐỘNG HỌC LÒ PHẢN ỨNG DƯỚI TỚI HẠN VÀ QUÁ TRÌNH TIẾN TỚI TRẠNG THÁI TỚI HẠN

Trong các phần trên ta đã xét quá trình quá độ trong lò phản ứng khi đưa độ phản ứng ρ vào lò đang hoạt động. Đối với các phương trình động học ta không tính đến nguồn nơtrôn bên ngoài, vì vậy trạng thái dừng chính là trạng thái tới hạn của lò.

Bây giờ ta hãy xét động học lò phản ứng dưới tới hạn. Để thực hiện phản ứng dây chuyền đối với lò mới đưa vào hoạt động hoặc hoạt động trở lại sau một thời gian dừng lâu người ta đặt vào vùng hoạt một nguồn nơtrôn. Nguồn này có tác dụng bắt đầu quá trình phân hạch. Người ta thường dùng các nguồn nhân tạo Pu-Be, Po-Be, ^{252}Cf v.v.. với cường độ $S = 10^{+6} - 10^{+7}$ nơtrôn/s. Khi lò ở dưới tới hạn khá sâu, quá trình quá độ được quy định chủ yếu do các nơtrôn tức thời. Khi đó trong phương trình động học lò phản ứng (4.25) bỏ qua các số hạng miêu tả sự đóng góp của nơtrôn trễ. Do đó ta nhận được phương trình sau :

$$\frac{dN}{dt} = (k-1)\frac{N}{\ell} + S. \quad (4.87)$$

Ở đây $k < 1$. Nếu lò ở trạng thái dừng thì $\frac{dN}{dt} = 0$ và mật độ nơtrôn được xác định qua nguồn nơtrôn S và hệ số nhân k như sau

$$N = \frac{S\ell}{1-k}. \quad (4.88)$$

Trong công thức (4.87) để bảo đảm sự phù hợp thứ nguyên, nguồn S cần đo trong đơn vị nơtrôn/cm^{2}s. Như vậy $S\ell$ đo trong đơn vị $\frac{\text{nơtrôn}}{\text{cm}^3}$, chính là mật độ nơtrôn do nguồn gây ra:

$$N_{ng} = S\ell \quad (4.89)$$

Thay (4.89) vào (4.88) ta được :

$$N = M.\, N_{ng} \quad (4.90)$$

trong đó,

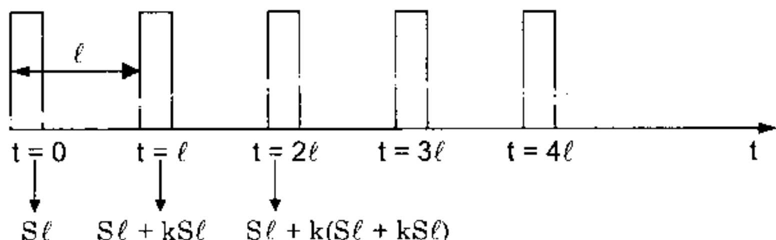
$$M = \frac{1}{1-k} \quad (4.91)$$

là *hệ số nhân dưới tới hạn,* cho biết mật độ nơtrôn trong vùng hoạt lớn hơn mật độ nơtrôn do nguồn tạo ra bao nhiêu lần. Hệ số nhân dưới tới hạn M càng lớn khi k càng lớn và đạt giá trị vô cùng khi

$k \to 1$. Như vậy để bảo đảm an toàn lò phản ứng khi chuyển tới trạng thái tới hạn cần khảo sát quá trình quá độ và kiểm tra sự tăng mật độ nơtrôn ở gần trạng thái tới hạn.

Để xét quá trình quá độ của lò dưới tới hạn khi có nguồn với cường độ S, ta coi nguồn này phóng nơtrôn theo từng xung một qua mỗi khoảng thời gian ℓ, bằng thời gian sống của thế hệ nơtrôn tức thời (hình 4.5). Mật độ nơtrôn trong mỗi xung là $S\ell$.

Tại thời điểm $t = 0$ mật độ nơtrôn bằng $S\ell$. Sau thời gian $t = \ell$ mật độ nơtrôn được nhân lên là $k\,S\ell$. Do đó ở thời điểm $t = \ell$ cùng với mật độ nơtrôn sẵn có $S\ell$ ta được $N(\ell) = S\ell + k\,S\ell = S\ell(1 + k)$.



***Hình 4.6*. Tính mật độ nơtrôn của lò dưới tới hạn**

Đến thời điểm $t = 2\ell$, tức là sau một khoảng thời gian ℓ nữa, mật độ nơtrôn được nhân lên là $k\,(S\ell + k\,S\ell)$, do đó mật độ nơtrôn tại thời điểm $t = 2\ell$ bằng :

$$N(2\ell) = S\ell(1 + k + k^2).$$

Sau m xung nơtrôn, tức là đến thời điểm $t = m\ell$ ta có mật độ nơtrôn :

$$N(t) = N(m\ell) = S\ell(1 + k + k^2 + \dots k^m)$$

Do $k < 1$ nên chuỗi này hội tụ và

$$N(t) = N(m\ell) = \frac{S\ell(1 - k^{m+1})}{1 - k}$$

hay :

$$N(t) = \frac{S\ell\left[1 - k^{\frac{t}{\ell}+1}\right]}{1 - k}. \tag{4.92}$$

Vì $k < 1$ nên $k^{\frac{t}{\ell}+1} \to 0$ khi $t \to \infty$, tức là biểu thức tiệm cận của $N(t)$ bằng

$$\underset{t\to\infty}{N(t)} = \frac{S\ell}{1 - k}. \tag{4.93}$$

Biểu thức này trùng với (4.88), miêu tả mật độ nơtrôn dừng ở giá trị cho trước của hệ số nhân k. Quá trình quá độ của lò để đạt giá trị tiệm cần này thể hiện trên biểu thức (4.92). Thời gian để đạt giá trị tiệm cận (4.93) rất lớn. Trong thực tế chỉ yêu cầu thời gian $t_{0,9}$ hay $t_{0,95}$ sao cho mật độ nơtròn N đạt đến 0,9 hay 0,95 giá trị tiệm cận. Từ biểu thức (4.92) xác định được $t_{0,9}$ và $t_{0,95}$ như sau :

$$t_{0,9} \approx \frac{2\ell}{1 - k}$$

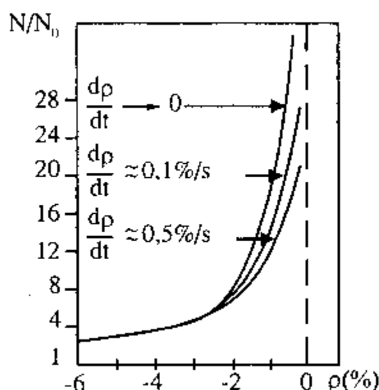
$$t_{0,95} \approx \frac{3\ell}{1 - k}.$$

Độ dư hệ số nhân $\delta k = 1 - k$ được gọi là *độ sâu dưới tới hạn.* Từ các biểu thức (4.92) – (4.94) ta thấy mật độ nơtrôn cũng như thời gian thiết lập trạng thái dừng của lò đều phụ thuộc vào độ sâu dưới tới hạn. Các đại lượng này càng lớn khi độ sâu dưới tới hạn càng bé, tức là lò tiến dần tới trạng thái tới hạn. Khi δk bé thì $\delta k \approx \rho$, trong đó ρ là độ phản ứng của lò dưới tới hạn.

Quá trình khởi động lò và đưa lò lên trạng thái tới hạn được thực hiện như sau. Khi lò dừng các thanh hấp thụ nằm trong vùng hoạt. Để đưa lò lên công suất người ta rút dần các thanh hấp thụ ra ngoài vùng hoạt. Việc rút thanh hấp thụ ra tương đương với việc

đưa độ phản ứng dương vào lò, do đó hệ số k tăng dần. Theo công thức (4.88) mật độ nơtrôn tăng và công suất lò tăng. Tốc độ tăng nơtrôn phụ thuộc vào tốc độ đưa độ phản ứng dương vào lò, cũng là tốc độ rút thanh hấp thụ ra khỏi vùng hoạt. Lấy đạo hàm hai vế của biểu thức (4.88) theo thời gian ta được :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{S\ell}{(1-k)^2} \times \frac{dk}{dt} = \frac{S\ell}{\delta k^2}\frac{dk}{dt} \tag{4.95}$$



Hình 4.7. **Sự phụ thuộc mật độ nơtrôn vào độ phản ứng với các tốc độ $\frac{d\rho}{dt}$ khác nhau**

Biểu thức (4.95) cho thấy rằng với cùng một tốc độ đưa vào độ phản ứng dương $\frac{dk}{dt}$, tốc độ tăng mật độ nơtrôn $\frac{dN}{dt}$ tăng khi k tăng, tức là khi δk giảm. Do đó khi tiến dần tới trạng thái tới hạn, mật độ nơtrôn tăng nhanh. Điều này được thể hiện trên hình 4.7. Từ hình này thấy rằng tốc độ đưa vào độ phản ứng dương càng lớn thì lò càng chóng đạt tới trạng thái tới hạn. Như vậy khi tiến gần tới trạng thái tới hạn cần hạn chế tốc độ đưa độ phản ứng dương vào lò.

Giới hạn của tốc độ này xác lập như sau. Chu kỳ tăng công suất lò dưới tới hạn là :

$$T = \frac{N}{\frac{dN}{dt}} = \frac{1-k}{\frac{dk}{dt}}. \qquad (4.96)$$

Với độ dưới tới hạn $\delta k \le \beta$ thì các nơtrôn trễ tham gia vào quá trình thiết lập trạng thái dừng của mật độ nơtrôn. Để bảo đảm điều khiển an toàn lò, chu kỳ T cần lớn hơn chu kỳ tăng công suất khi đưa độ phản ứng dương vào lò tới hạn (4.15). Trong biểu thức (4.15) $\overline{\ell} \approx \beta \ell_{tr}$, trong đó ℓ_{tr} là thời gian sống trung bình của các nơtrôn trễ. Như vậy $\dfrac{\delta k}{\frac{dk}{dt}} > \dfrac{\beta \ell_{tr}}{\delta k}$

hay

$$\frac{dk}{dt} < \frac{\delta k^2}{\beta \ell_{tr}} \qquad (4.97)$$

Với $\delta k = \beta$ thì $\dfrac{dk}{dt} < \dfrac{\beta}{\ell}$. Thay $\ell_{tr} \approx 12{,}4$ sec vào bất đẳng thức này ta được $\dfrac{dk}{dt} < 0{,}08\beta s^{-1}$.

Thông thường việc khởi động lò và đưa lò đến trạng thái tới hạn thực hiện bằng cách rút các thanh hấp thụ một cách gián đoạn, nghĩa là giữa các lần rút thanh hấp thụ ra có một khoảng thời gian nghỉ đủ lớn để mật độ nơtrôn đạt giá trị ổn định. Mỗi bước đưa độ phản ứng dương vào, theo quy chế an toàn hạt nhân không được vượt quá $0{,}3\beta$. Thời gian nghỉ giữa các bước được xác định theo các biểu thức (4.94). Khi độ sâu dưới tới hạn $\delta k \le \beta$ thì thay cho thời gian ℓ của nơtrôn tức thời ta dùng thời gian sống trung bình $\overline{\ell} \approx \beta \ell_{tr}$, nghĩa là :

$$t_{0,9} \approx \frac{2\beta \ell_{tr}}{\delta k} ; t_{0,95} \approx \frac{3\beta \ell_{tr}}{\delta k}. \qquad (4.98)$$

Với $\delta k \approx \beta$ và với $\ell_{tr} \approx 12,4$ s ta có $t_{0,9} \approx 25$ s còn $t_{0,95} \approx 38$ s.

Khi điều khiển lò phản ứng cần biết lò đang ở độ sâu dưới tới hạn bao nhiêu và khi nào lò đạt trạng thái tới hạn. Để trả lời các câu hỏi này người ta đo mật độ nơtrôn bằng các detector nơtrôn. Giả sử lò đang ở độ sâu dưới tới hạn $\rho_1 = \delta k_1 = 1 - k_1$, mật độ nơtrôn đo được là :

$$N_1 = \frac{N_{ng}}{\rho_1}.$$

Ta đưa vào độ phản ứng dương $\delta\rho$, giá trị của nó xác định bằng thang chuẩn độ các thanh hấp thụ. Ở độ sâu dưới tới hạn mới $\rho_2 = \rho_1 - \delta\rho$, mật độ nơtrôn đo được là :

$$N_2 = \frac{N_{ng}}{\rho_2} = \frac{N_{ng}}{\rho_1 - \delta\rho}$$

Từ hai biểu thức N_1 và N_2 này ta được :

$$\rho_1 = \frac{N_2}{N_2 - N_1}\delta\rho.$$

Với các giá trị N_1 và N_2 và giá trị $\delta\rho$ xác định theo chuẩn độ thanh hấp thụ ta suy ra độ sâu dưới tới hạn ρ_1 và do đó ta có $\rho_2 = \rho_1 - \delta\rho$.

Việc xác định thời điểm đạt trạng thái tới hạn có thể tiến hành như sau. Ta đưa các độ phản ứng dương vào lò có giá trị giống nhau và bằng $\delta\rho$. Nếu đến lúc nào đó đưa độ phản ứng dương $\delta\rho$ vào lò mà công suất lò tăng lên hai lần thì lần đưa độ phản ứng dương tiếp sau, lò sẽ đạt tới hạn. Thật vậy, chia N_2 cho N_1 ta được:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\rho_1}{\rho_1 - \delta\rho}$$

nếu $\rho_1 = 2\,\delta\rho$ và $\rho_2 = \rho_1 - \delta\rho = \delta\rho$ thì

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{2\delta\rho}{\delta\rho} = 2\,.$$

Rõ ràng lần nâng công suất tiếp sau đó ta có $\rho_3 = \rho_2 - \delta\rho = 0$ tức là $k = 1$ và lò đạt trạng thái tới hạn.

Nếu khi đưa độ phản ứng dương $\delta\rho$ vào lò mà công suất tăng hơn hai lần thì lần đưa độ phản ứng dương $\delta\rho$ tiếp theo lò sẽ vượt quá tới hạn, chuyển sang trạng thái trên tới hạn.

Chương 5

SỰ THAY ĐỔI ĐỘ PHẢN ỨNG TRONG QUÁ TRÌNH LÀM VIỆC CỦA LÒ

Để lò làm việc với công suất không đổi cần phải giữ hệ số nhân hiệu dụng ở giá trị k = 1. Tuy nhiên trong thời gian lò làm việc trong vùng hoạt xảy ra một số quá trình làm thay đổi hệ số k: sự nhiễm độc bởi các sản phẩm phân hạch, sự cháy nhiên liệu và hiệu ứng nhiệt độ. Hiệu ứng tổng cộng của các nhân tố nói trên thường làm giảm hệ số k tức là đưa một độ phản ứng âm vào lò. Để bảo đảm lò làm việc được lâu người ta cần cấu tạo vùng hoạt có một độ phản ứng dự trữ $\rho_{\text{dự trữ}} = \frac{\Delta k}{k_{\text{dự trữ}}}$, trong đó $\Delta k = k_{\text{dự trữ}} - 1$ còn $k_{\text{dự trữ}}$ là hệ số nhân của lò khi rút tất cả các thanh hấp thụ ra khỏi vùng hoạt. Lúc ban đầu, khi các thanh nhiên liệu còn mới, các thanh hấp thụ, mà người ta còn gọi là các thanh bù trừ, nằm trong vùng hoạt để bù trừ độ phản ứng dự trữ trên. Trong khi lò làm việc người ta rút dần các thanh bù trừ ra khỏi vùng hoạt, tức là đưa vào độ phản ứng dương, để bù trừ độ phản ứng âm nhằm bảo đảm k = 1. Sau một thời gian lò làm việc, độ phản ứng giảm đi và đến lúc $\rho_{\text{dự trữ}} \approx 0$, lúc đó hoặc dừng lò hoặc thay nhiên liệu mới để lò có thể hoạt động được. Thời gian đó gọi là chu kỳ thay nhiên liệu T_c.

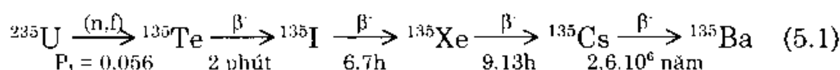
5.1. SỰ NHIỄM ĐỘC XÊNÔN

Khi nhiên liệu bị cháy xuất hiện các mảnh vỡ phân hạch. Các mảnh vỡ này có tiết diện hấp thụ nơtrôn khác nhau. Nếu tiết diện

hấp thụ rất lớn thì mảnh vỡ tương ứng gây nên sự mất mát một số lớn nơtrôn, đưa vào lò độ phản ứng âm lớn. Đó là hiện tượng *nhiễm độc lò phản ứng*. Các mảnh vỡ phân hạch gây nhiễm độc lò phản ứng là $^{135}_{54}Xe$ và $^{149}_{62}Sm$. Hiện tượng hấp thụ nơtrôn ít hơn của một số mảnh vỡ phân hạch gọi là *sự tạo xỉ*, còn các mảnh vỡ phân hạch đó gọi là xỉ của lò phản ứng.

5.1.1. Sự nhiễm độc xênôn cân bằng

Xênôn được sinh ra theo các quá trình sau:



$$^{235}U \xrightarrow[P_I = 0.056]{(n,f)} {}^{135}Te \xrightarrow[2\text{ phút}]{\beta^-} {}^{135}I \xrightarrow[6,7h]{\beta^-} {}^{135}Xe \xrightarrow[9,13h]{\beta^-} {}^{135}Cs \xrightarrow[2,6.10^6\text{ năm}]{\beta^-} {}^{135}Ba \quad (5.1)$$

Theo dãy (5.1), sản phẩm trực triếp sinh ra do phân hạch ^{235}U là ^{135}Te với suất ra $p_I = 0,056$. Sau phân rã β^-, ^{135}Te biến thành ^{135}I và đồng vị này phân rã cho ^{135}Xe.

Ngoài ra ^{135}Xe còn sinh ra trực tiếp từ sự phân hạch ^{235}U với suất ra $p_{Xe} = 0,003$.

Do thời gian bán rã của ^{135}Te bé (2phút) nên có thể coi iốt được tạo nên trực tiếp từ sự phân hạch ^{235}U. Như vậy nồng độ ^{135}I thay đổi tuân theo phương trình :

$$\frac{dN_I}{dt} = P_I \Sigma^f_U \Phi - N_I \sigma_I \Phi - \lambda_I N_I \quad (5.2)$$

trong đó, N_I (cm^{-3}) là nồng độ các hạt nhân ^{135}I ; $p_I = 0,056$; Σ^f_U là tiết diện vĩ mô phân hạch nhiên liệu, cm^{-1} ; Φ là mật độ thông lượng nơtrôn nhiệt, nơtrôn/cm^2s; σ_I là tiết diện vi mô hấp thụ nơtrôn nhiệt của iốt, cm^2 ; λ_I là hằng số phân rã của iốt, s^{-1}. Số hạng dầu miêu tả sự tích lũy của ^{135}I khi phân hạch nhiên liệu. Số hạng thứ hai miêu tả sự giảm ^{135}I do hấp thụ nơtrôn. Số hạng cuối cùng là sự giảm ^{135}I do phân rã. Do $\sigma_I = 7b$ bé nên có thể bỏ qua số hạng thứ hai, khi đó phương trình (5.2) trở trở thành :

$$\frac{dN_I}{dt} = P_I \Sigma_U^f \Phi - \lambda_I N_I . \quad (5.3)$$

Giải phương trình (5.3) với điều kiện ban đầu N_I (t = 0) = 0 ta được :

$$N_I(t) = p_I \Sigma_u^f e^{-\lambda_I t} \int_0^t \Phi(t') e^{\lambda_I t'} dt' \quad (5.4)$$

Giả sử mật độ thông lượng nơtrôn Φ đạt mức $\Phi = \Phi_0$ nào đó khá nhanh so với sự thay đổi nồng độ N_I. Khi đó có thể coi Φ_0 không phụ thuộc vào thời gian và có thể đưa Φ_0 ra khỏi dấu tích phân. Như vậy (5.4) trở thành :

$$N_I(t) = \frac{p_I \Sigma_U^f \Phi_0}{\lambda_I}\left(1 - e^{-\lambda_I t}\right). \quad (5.5)$$

Khi t → ∞ thì nồng độ N_I đạt giá trị cân bằng :

$$N_{I,0} = \frac{p_I \sum_u^f \Phi_0}{\lambda_I} \quad (5.6)$$

Nồng độ xênôn tuân theo phương trình :

$$\frac{dN_{Xe}}{dt} = \lambda_I N_I + p_{Xe} \Sigma_U^f \Phi - N_{Xe}\sigma_{Xe}\Phi - \lambda_{Xe} N_{Xe} . \quad (5.7)$$

Các ký hiệu trong phương trình (5.7) cũng tương tự như phương trình (5.2), trong đó thay chỉ số I bằng Xe. Số hạng đầu tiên là sự sinh xênôn do iốt phân rã. Số hạng thứ hai miêu tả sự sinh xênôn trực tiếp từ phản ứng phân hạch. Số hạng thứ 3 là sự giảm xênôn do hấp thụ nơtrôn. Số hạng cuối cùng là sự giảm xênôn do phân rã.

Nghiệm phương trình (5.7) có dạng :

$$N_{Xe}(t) = \exp\left[-\int_0^t (\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe}\Phi) dt\right] \times$$
$$\times \left\{\int_0^t (\lambda_I N_I + p_{Xe}\Sigma_u^f \Phi) \times \exp\left[\int_0^{t'} (\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe}\Phi) dt''\right] dt' + N_{Xe}(0)\right\} \quad (5.8)$$

Nếu coi Φ đạt giá trị $\Phi = \Phi_0$ khá nhanh so với sự thay đổi nồng độ N_{Xe} thì với điều kiện ban đầu $N_{Xe}(0) = 0$ biểu thức (5.8) trở thành

$$N_{Xe}(t) = \frac{(p_I + p_{Xe})\Sigma_U^f \Phi_0}{\lambda\lambda_{Xe}^*}\left(1 - e^{-\lambda_{Xe}^* t}\right) - \frac{p_I \Sigma_U^f \Phi_0}{\lambda_{Xe}^* - \lambda_I}\left(e^{-\lambda_I t} - e^{-\lambda_{Xe}^* t}\right) \qquad (5.9)$$

trong đó : $\lambda_{Xe}^* = \lambda_{Xe} + \sigma_{Xe}\Phi_0$

Khi $t \to \infty$ ta được nồng độ xênôn cân bằng :

$$N_{Xe,0} = \frac{(p_I + p_{Xe})\Sigma_u^f \Phi_0}{\lambda_{Xe}^*} \qquad (5.10)$$

Độ nhiễm độc xênôn là tỷ số của số nơtrôn bị xênôn hấp thụ so với số nơtrôn bị hấp thụ trong nhiên liệu hạt nhân

$$q_{Xe} = \frac{N_{Xe}\sigma_{Xe}}{\Sigma_u} \qquad (5.11)$$

Như vậy độ nhiễm độc xênôn cân bằng là :

$$q_{Xe,0} = \frac{(p_I + p_{Xe})\sigma_{Xe}\Phi_0}{\lambda_{Xe}^*}\frac{\Sigma_U^f}{\Sigma_U^f} \qquad (5.12)$$

Tiết diện hấp thụ σ_{Xe} phụ thuộc vào nhiệt độ nơtrôn như sau. Đối với nơtrôn nhiệt, tiết diện hấp thụ có cộng hưởng tại 0,08 eV với $\sigma = 3{,}5.10^6$b. Tại nhiệt độ $\theta = 700$K thì $\sigma_{Xe} = 1{,}87.10^6$b. Các thông số khác như sau : $p_I = 0{,}056$; $p_{Xe} = 0{,}003$; $\lambda_{Xe} = 2{,}09.10^{-5}\ s^{-1}$; $\frac{\Sigma_U^f}{\Sigma_U^f} = 0{,}6$ đối với uran thiên nhiên ; 0,81 đối với uran giàu 2% và 0,85 đối với uran tinh khiết. Thay các giá trị của các thông số vào (5.12) ta được :

$$q_{Xe,0} = \frac{2{,}06.10^{-19}\Phi_0}{2{,}09.10^{-5} + 3{,}5.10^{-18}\Phi_0}\frac{\Sigma_U^f}{\Sigma_U} \quad (5.13)$$

Từ biểu thức (5.13) ta thấy rằng khi $\Phi_0 \leq 10^{12}$ nơtrôn/cm²s thì có thể bỏ qua số hạng thứ hai so với số hạng đầu ở mẫu số, khi đó $q_{Xe,0} \sim \Phi_0$. Trong trường hợp $\Phi \geq 10^{14}$ nơtrôn/cm²s có thể bỏ qua số hạng đầu so với số hạng thứ hai trong mẫu số, do đó $q_{Xe,0}$ không phụ thuộc vào mật độ thông lượng nơtrôn Φ_0 và đạt giá trị cực đại.

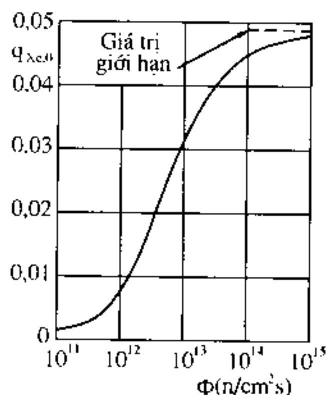
$$q_{Xe,0}^{max} = (p_I + p_{Xe})\frac{\Sigma_U^f}{\Sigma_U} \quad (5.14)$$

Các giá trị $q_{Xe,0}^{max}$ được dẫn ra trên bảng 5.1.

Bảng 5.1. **Các giá trị $q_{Xe,0}^{max}$ và q_{Sm}^{max} đối với các độ giàu ^{235}U khác nhau**

Độ giàu	0,714%	2%	100%
$q_{Xe,0}^{max}$	0,0354	0,0478	0,0502
$q_{Sm,0}^{max}$	0,0068	0,0092	0,0096

Trên hình 5.1 trình bày sự phụ thuộc của độ nhiễm độc xênôn cân bằng vào mật độ thông lượng nơtrôn.



Hình 5.1. **Sự phụ thuộc $q_{Xe,0}$ vào mật độ thông lượng nơtrôn**

Ảnh hưởng của độ nhiễm độc xênôn lên độ phản ứng thể hiện ở hệ số sử dụng nơtrôn nhiệt f vì khi đó xuất hiện thành phần hấp thụ mạnh nơtrôn nhiệt. Có thể nói rằng sự nhiễm độc không làm thay đổi tính chất tán xạ của vùng hoạt vì xênôn có nồng độ rất bé. Như vậy tuổi nơtrôn τ không phụ thuộc độ nhiễm độc. Độ dài khuếch tán nơtrôn L giảm đi do sự xuất hiện vật hấp thụ bổ sung, do đó xác xuất tránh rò nơtrôn nhiệt $\frac{1}{1 + B^2L^2}$ tăng lên. Tuy nhiên trong các lò có kích thước lớn, đại lượng $1 + B^2L^2$ gần bằng đơn vị nên có thể bỏ qua độ rò nơtrôn nhiệt. Một cách gần đúng có thể coi rằng hệ số nhân hiệu dụng k phụ thuộc vào độ nhiễm độc xênôn thông qua hệ số f. Đối với lò đồng nhất, gọi hệ số sử dụng nơtrôn nhiệt khi không tính đến độ nhiễm độc xênôn là f và có nhiễm độc xênôn là f' thì:

$$f = \frac{\Sigma_U}{\Sigma_U + \Sigma_{\text{vật liệu}}}\,;\; f' = \frac{\Sigma_U}{\Sigma_U + \Sigma_{\text{vậtliệu}} + \Sigma_{Xe}}$$

hay

$$f = \frac{1}{1 + q_{\text{vật liệu}}}\,;\; f' = \frac{1}{1 + q_{\text{vậtliệu}} + q_{Xe}}$$

Sự thay đổi tương đối của các hệ số nhân k và k' khi không có và có nhiễm độc xênôn là :

$$\frac{k' - k}{k'} = \frac{f' - f}{f'} = -\frac{q_{Xe}}{1 + q_{\text{vật liệu}}}$$

Giả sử lò có hệ số k = 1 khi không bị nhiễm độc xênôn thì sự nhiễm độc xênôn đưa vào lò một độ phản ứng âm.

$$\rho_{Xe} = -\frac{q_{Xe}}{1 + q_{\text{vật liệu}}} \qquad (5.15)$$

Nếu sự hấp thụ tương đối của vật liệu khá bé thì :

$$\rho_{Xe} \approx -q_{Xe}. \tag{5.16}$$

5.1.1. Nhiễm độc xênôn trong quá trình quá độ và khi tắt lò

Giả sử lò làm việc lâu ở mức mật độ thông lượng nơtrôn Φ_0, khi đó nồng độ iốt và xênôn cân bằng được xác định theo các biểu thức :

$$N_{I,0} = \frac{p_I \Sigma_U^f \Phi_0}{\lambda \lambda_I} \tag{5.17}$$

$$N_{Xe,0} = \frac{(p_I + p_{Xe}) \Sigma_U^f \Phi_0}{\lambda_{Xe}^*} \tag{5.18}$$

trong đó, $\lambda^*_{Xe,0} = \lambda + \sigma_{Xe}\Phi_0$. Ta xét sự nhiễm độc xênôn khi chuyển từ mật độ thông lượng nơtrôn Φ_0 sang mật độ thông lượng nơtrôn Φ_1. Trong quá trình thay đổi này mật độ thông lượng nơtrôn Φ_1 đạt được nhanh chóng nên có thể coi mật độ thông lượng nơtrôn thay đổi nhảy bậc. Khi đó theo biểu thức (5.8) ta có :

$$N_{Xe} = e^{-\lambda^*_{Xe,1} t} \times$$

$$\times \left\{ \int_0^t \left[p_{Xe}\Sigma_u^f \Phi_1 + p_I \Sigma_u^f \Phi_1 \left(1 - e^{-\lambda_I t}\right) + N_{I,0}\lambda_I e^{-\lambda_I t} \right] \times e^{\lambda^*_{Xe,1} t} dt + N_{Xe,0} \right\} \tag{5.19}$$

Thay $N_{I,0}$ và $N_{Xe,0}$ từ (5.17) và (5.18) vào (5.19) ta được :

$$\begin{aligned} N_{Xe} = {} & \frac{(p_I + p_{Xe}) \Sigma_u^f \Phi_1}{\lambda^*_{Xe,1}} \left(1 - e^{-\lambda^*_{Xe,1} t}\right) + \\ & + \frac{p_I \Sigma_u^f (\Phi_0 - \Phi_1)}{\lambda^*_{Xe,1} - \lambda_I} \left(e^{-\lambda_I t} - e^{-\lambda^*_{Xe,1} t}\right) + \\ & + \frac{(p_I + p_{Xe}) \Sigma_u^f \Phi_0}{\lambda^*_{Xe,0}} e^{-\lambda^*_{Xe,1} t} \end{aligned} \tag{5.20}$$

Khi $t \to \infty$ ta được nồng độ xênôn cân bằng ở trạng thái mới là

$$N_{Xe,1} = \frac{(p_I + p_{Xe})\Sigma_U^f \Phi_1}{\lambda^*_{Xe,1}} . \qquad (5.21)$$

Trong thời gian quá độ nồng độ xênôn tăng hay giảm phụ thuộc vào hướng thay đổi công suất.

Khi tăng công suất tức là khi tăng mật độ thông lượng nơtrôn, $\Phi_1 > \Phi_0$, trong phương trình (5.7) số hạng hấp thụ nơtrôn $N_{Xe}\sigma_{Xe}\Phi$ tăng rất lớn nên thoạt tiên nồng độ xênôn giảm. Tuy nhiên theo phương trình (5.5) lượng iốt cũng được tích lũy nhanh, vì vậy sau một khoảng thời gian nào đó nồng độ xênôn bắt đầu tăng và cuối cùng đạt tới giá trị cân bằng mới $N_{Xe,1}$ lớn hơn giá trị ban đầu $N_{Xe,0}$.

Khi giảm công suất, tức là khi giảm mật độ thông lượng nơtrôn, $\Phi_1 < \Phi_0$, trong phương trình (5.7) các số hạng thứ hai và thứ ba có thể bỏ qua so với hai số hạng kia. Do $\lambda_I = 2,8.10^{-5}$ s^{-1} và $\lambda_{Xe} = 2,09.10^{-5}$ s^{-1}, nghĩa là $\lambda_I > \lambda_{Xe}$, nên tốc độ tăng xênôn lớn hơn tốc độ giảm. Như vậy nồng độ xênôn thoạt tiên tăng nhanh và có thể vượt quá giá trị cân bằng ban đầu $N_{Xe,0}$. Sau khi đạt cực đại nồng độ xênôn giảm do lượng iốt giảm vì phân rã và lượng xênôn cũng tiếp tục phân rã.

Trường hợp giảm công suất tối đa là sự tắt hoàn toàn lò phản ứng. Khi đó mật độ thông lượng nơtrôn chuyển từ $\Phi = \Phi_0$ đến $\Phi \approx 0$. Sự thay đổi nồng độ xênôn nhận được từ biểu thức (5.20) nếu thay $\Phi_1 = 0$:

$$N_{Xe} = \frac{p_I \Sigma_U^f \Phi_0}{\lambda_{Xe} - \lambda_I}\left(e^{-\lambda_I t} - e^{-\lambda_{Xe} t}\right) + \frac{(p_I + p_{Xe})\Sigma_U^f \Phi_0}{\lambda^*_{Xe,0}} e^{-\lambda_{Xe} t} \qquad (5.22)$$

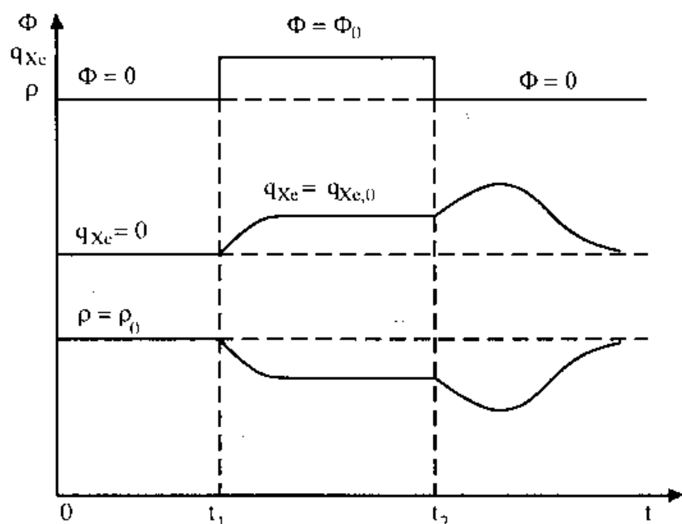
Khi đó độ nhiễm độc xênôn là:

$$q_{Xe} = q_{Xe,0}\left[\frac{p_I}{p_I + p_{Xe}} \frac{\lambda^*_{Xe,0}}{(\lambda_I - \lambda_{Xe})}\left(e^{-\lambda_{Xe} t} - e^{-\lambda_I t}\right) + e^{-\lambda_{Xe} t}\right] \qquad (5.23)$$

trong đó :

$$q_{Xe,0} = \frac{(p_I + p_{Xe})\sigma_{Xe}\Phi_0}{\lambda^*_{Xe,0}} \frac{\Sigma^f_t}{\Sigma_t} \quad (5.24)$$

Trên hình 5.2 minh họa sự phụ thuộc độ nhiễm độc xênôn q_{Xe} và độ mất độ phản ứng $\rho_{Xe} \approx -q_{Xe}$ vào sự thay đổi mật độ thông lượng nơtrôn hay là sự thay đổi công suất lò phản ứng. Trước thời điểm t_1 lò không làm việc, độ nhiễm độc $q_{Xe} = 0$ còn độ phản ứng ρ_0 được bù trừ bằng các thanh hấp thụ.



Hình **5.2. Sự phụ thuộc q_{Xe} và ρ_{Xe} vào công suất lò**

Tại thời điểm t_1 công suất lò tăng và mật độ thông lượng nơtrôn đạt giá trị Φ_0. Sau một thời gian q_{Xe} đạt giá trị cân bằng $q_{Xe,0}$, do đó độ phản ứng giảm một lượng $\rho_{Xe,0} = -q_{Xe,0}$. Lò phản ứng được dừng ở thời điểm t_2, khi đó độ nhiễm độc q_{Xe} tăng, đạt giá trị cực đại và giảm đến 0. Ngược lại, độ phản ứng giảm đạt cực tiểu rồi mới bắt đầu tăng, sau một thời gian đạt đến giá trị ρ_0 ban đầu.

Hiệu ứng giảm độ phản ứng sau khi dừng lò do nhiễm độc xênôn gọi là *hố iốt*

Hố iốt là hiệu số giữa độ mất độ phản ứng theo thời gian và độ mất độ phản ứng cân bằng trước khi dừng lò.

$$\Delta\rho_1(t) = \rho_{Xe}(t) - \rho_{Xe,0}. \tag{5.25}$$

Như vậy :

$$\Delta\rho(t) = \rho_{Xe,0}\left[\frac{p_I}{(p_I + p_{Xe})}\frac{\lambda^*_{Xe,0}}{(\lambda_I - \lambda_{Xe})}\left(e^{-\lambda_{Xe}t} - e^{-\lambda_I t}\right) + e^{-\lambda_{Xe}t} - 1\right] \tag{5.26}$$

$\rho_{Xe,0} \approx -q_{Xe,0}$

Thời điểm mà hố iốt đạt cực đại sau khi dừng lò là :

$$t_I^{max} = \frac{1}{\lambda_I - \lambda_{Xe}}\ln\left(\frac{A}{A+1}\frac{\lambda_I}{\lambda_{Xe}}\right) \tag{5.27}$$

trong đó :

$$A = \frac{p_I}{p_I + p_{Xe}} \times \frac{\lambda^*_{Xe,0}}{\lambda_I - \lambda_{Xe}}.$$

Do $p_I = 0{,}056$ còn $p_{Xe} = 0{,}003$ nên có thể bỏ qua p_{Xe} so với p_I. Khi đó ta được $A \approx \lambda^*_{Xe,0}/(\lambda_I - \lambda_{Xe})$ và

$$t_I^{max} \approx \frac{1}{\lambda_I - \lambda_{Xe}}\ln\left(\frac{\lambda_I}{\lambda_{Xe}}\frac{\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe}\Phi_0}{\lambda_I + \sigma_{Xe}\Phi_0}\right). \tag{5.28}$$

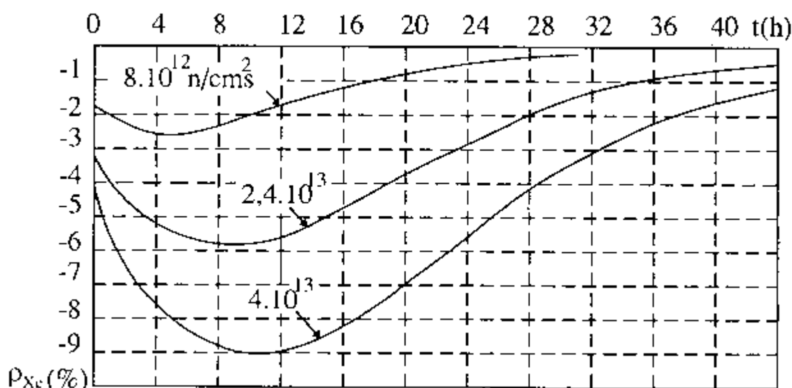
Theo các biểu thức (5.26) – (5.28) độ sâu và độ dài hố iốt phụ thuộc vào mật độ thông lượng nơtrôn Φ_0 trước khi dừng lò. Trên hình 5.3 minh họa hố iốt phụ thuộc thời gian với các giá trị Φ_0 khác nhau. Điểm xuất phát của các hố iốt là các giá trị ρ_{Xe} tại gốc tọa độ thời gian. Từ hình 5.3 thấy rằng khi tăng Φ_0 cả độ lớn và độ dài hố iốt đều tăng. Khi $\Phi_0 = 4.10^{13}$ nơtrôn/cm^{2}s, độ sâu hố iốt tăng lên hai

lần so với độ mất độ phản ứng cân bằng. Khoảng thời gian để hố iốt đạt cực đại là cỡ 10h.

Khi $\Phi_0 > 10^{14}$ nơtrôn/cm²s thì $\sigma_{Xe}\Phi_0 >> \lambda_{Xe}$ và $\sigma_{Xe}\Phi_0 > \lambda_I$, như vậy :

$$t_I^{max} \approx \frac{1}{\lambda_I - \lambda_{Xe}} \ln\left(\frac{\lambda_I}{\lambda_{Xe}}\right) \approx 11 \text{ h} \tag{5.29}$$

nghĩa là điểm cực đại của hố iốt có giá trị lớn nhất cỡ 11h.

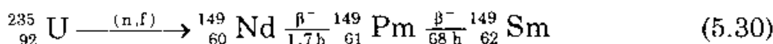


Hình 5.3. **Các đường cong hố Iốt đối với các giá trị Φ_0 khác nhau**

Từ hình 5.3 thấy rằng sau khi dừng lò hoặc có thể khởi động ngay hoặc phải chờ vài ngày mới khởi động trở lại. Đó là do trong hố iốt, độ phản ứng âm xuất hiện quá lớn, muốn cho lò hoạt động phải đưa vào lò độ phản ứng dương đủ lớn để bù trừ. Không nên khởi động lò sau khi lò dừng cỡ 10 giờ, tức là khi đạt cực đại của hố iốt.

5.1. NHIỄM ĐỘC SAMARI

Chất có giá trị nhiễm độc sau xênôn là $^{149}_{62}Sm$. Samari được sinh ra theo quá trình:



$$ {}^{235}_{92}U \xrightarrow{(n,f)} {}^{149}_{60}Nd \xrightarrow[1.7\,h]{\beta^-} {}^{149}_{61}Pm \xrightarrow[68\,h]{\beta^-} {}^{149}_{62}Sm \quad (5.30) $$

^{149}Sm là đồng vị bền còn ^{149}Nd phân rã nhanh nên có thể viết phương trình miêu tả sự thay đổi nồng độ samari như sau:

$$ \frac{dN_{Sm}}{dt} = \lambda_{Pm} N_{Pm} - N_{Sm} \sigma_{Sm} \Phi \quad (5.31) $$

trong đó nồng độ prômêtê tuân theo phương trình :

$$ \frac{dN_{Pm}}{dt} = p_{Pm} \Sigma_U^f \Phi - \lambda_{Pm} N_{Pm} . \quad (5.32) $$

Các hằng số trong phương trình (5.31) và (5.32) là :

$\lambda_{Pm} = 4{,}1.10^{-6}\ s^{-1}$; $\sigma_{Sm} = 5.10^{+4}b$ đối với nơtrôn nhiệt; $p_{Pm} = 0{,}0113$.

Nghiệm phương trình (5.32) với điều kiện ban đầu $N_{Pm}(t = 0) = 0$ là :

$$ N_{Pm} = \frac{p_{Pm} \Sigma_U^f \Phi_0}{\lambda_{Pm}} \left(1 - e^{-\lambda_{Pm} t}\right). \quad (5.33) $$

và nồng độ prômêtê dừng nhận được khi cho $t \to \infty$

$$ N_{Pm,0} = \frac{p_{Pm} \Sigma_U^f \Phi_0}{\lambda_{Pm}} \quad (5.34) $$

Thay biểu thức (5.33) đối với nồng độ prômêtê vào phương trình (5.31) ta nhận được nghiệm phương trình này là :

$$ N_{Sm} = \frac{p_{Pm} \Sigma_U^f}{\sigma_{Sm}} \left(1 - e^{-\sigma_{Sm} \Phi_0 t}\right) + \frac{p_{Pm} \Sigma_U^f \Phi_0}{\lambda_{Pm} - \sigma_{Sm} \Phi_0} \left(e^{-\lambda_{Pm} t} - e^{-\sigma_{Sm} \Phi_0 t}\right) \quad (5.35) $$

Từ đó ta được nồng độ samari cân bằng :

$$ N_{Sm,0} = p_{Pm} \frac{\Sigma_U^f}{\sigma_{Sm}} . \quad (5.36) $$

Như vậy độ nhiễm độc cân bằng của samari là:

$$q_{Sm,0} = \frac{\sigma_{Sm} N_{Sm,0}}{\Sigma_U} = p_{pm} \frac{\Sigma_U^f}{\Sigma_U}. \tag{5.37}$$

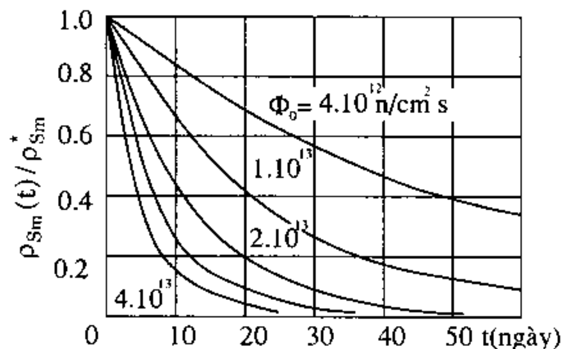
Công thức (5.37) cho thấy rằng, độ nhiễm độc cân bằng samari không phụ thuộc vào mật độ trung bình của nơtrôn mà chỉ phụ thuộc vào tỷ số Σ_U^f / Σ_U, tức là phụ thuộc vào độ giàu nhiên liệu.

Sự nhiễm độc samari gây nên độ phản ứng âm:

$$\rho_{Sm} = -\frac{q_{Sm}}{1 + q_{\text{vật liệu}}} \tag{5.38}$$

tương tự như công thức (5.15) đối với sự nhiễm độ xênôn. Nếu sự hấp thụ tương đối của vật liệu quá bé thì :

$$\rho_{Sm} = -q_{Sm} \tag{5.39}$$



Hình 5.4. **Sự phụ thuộc ρ_{Sm} vào thời gian đối với các công suất khác nhau của lò phản ứng**

Trên hình 5.4 trình bày sự phụ thuộc thời gian của độ phản ứng âm do nhiễm độc samari với các công suất danh định khác nhau. Trên hình này ρ^*_{Sm} là độ mất độ phản ứng do nhiễm độc samari tại thời điểm ban đầu.

Từ hình 5.4 thấy rằng độ nhiễm độc samari đạt giá trị cân bằng sau các khoảng thời gian t_0 khác nhau phụ thuộc vào mật độ thông lượng nơtrôn Φ_0. Theo biểu thức (5.35) thời gian đó tỷ lệ nghịch với Φ_0. Một cách gần đúng có thể viết :

$$t_0 \approx \frac{10^{20}}{\Phi_0} s \approx \frac{10^{15}}{\Phi_0} \text{ ngày} \tag{5.40}$$

trong đó Φ_0 tính theo đơn vị nơtrôn/cm^{2}s. Với $\Phi_0 = 4.10^{13}$ nơtrôn/cm^{2}s thì t_0 bằng 25 ngày.

Độ nhiễm độc samari sau khi dừng lò được xác định tương tự như độ nhiễm độc xênôn. Do đó có thể dùng biểu thức (5.23), trong đó thay $\sigma_{Xe} \rightarrow \sigma_{Sm}$, $p_I \rightarrow p_{Pm}$, $\lambda_I \rightarrow \lambda_{Pm}$, $p_{Xe} \rightarrow p_{Sm} = 0$ và $\lambda_{Xe} \rightarrow \lambda_{Sm} = 0$.

$$q_{Sm}(t) = q_{Sm,0}\left[1 + \frac{\sigma_{Sm}\Phi_0}{\lambda_{Pm}}\left(1 - e^{-\lambda_{Pm}t}\right)\right]. \tag{5.41}$$

Biểu thức (5.41) cho thấy độ nhiễm độc samari sau khi dừng lò cũng tăng theo thời gian. Sau khoảng thời gian cỡ 3 lần chu kỳ bán rã của prôtêmê, tức là cỡ 8 đến 10 ngày, độ nhiễm độc samari đạt giá trị cực đại :

$$q_{Sm,max} = q_{Sm,0}\left(1 + \frac{\sigma_{Sm}\Phi_0}{\lambda_{Pm}}\right). \tag{5.42}$$

Cũng tương tự như xênôn ta có hố prôtêmê :

$$\Delta\rho_{Pm} = \rho_{Sm}(t) - \rho_{Sm,0} \tag{5.43}$$

Như vậy :

$$\Delta\rho_{Sm} = \rho_{Sm.0}\,\frac{\sigma_{Sm}\Phi_0}{\lambda_{Pm}}\left(1 - e^{-\lambda_{Pm}t}\right) \tag{5.44}$$

trong đó $\rho_{Sm,0} \approx -q_{Sm,0}$.

Trên bảng 5.1 dẫn ra các giá trị $q_{Sm,0}$ và $q_{Xe,0}$ khi $\Phi > 10^{14}$ nơtrôn/cm^{2}s đối với nhiên liệu uran có các độ giàu khác nhau. Từ

bảng này thấy rằng độ nhiễm độc cân bằng của samari bé hơn độ nhiễm độc cân bằng của xênôn cỡ 5 lần.

5.3. SỰ CHÁY NHIÊN LIỆU VÀ SỰ TẠO XỈ LÒ PHẢN ỨNG

Như đã trình bày trong các mục 5.1 và 5.2, trong số các sản phẩm phân hạch có hai nguyên tố hấp thụ mạnh nơtrôn là ${}^{135}_{54}Xe$ và ${}^{149}_{62}Sm$ với tiết diện hấp thụ nơtrôn vào cỡ $\sigma_{Xe} \approx 3,5.10^6b$ và $\sigma_{Sm} \approx$ 50.000b. Chúng gây nhiễm độc lò phản ứng, tức là đưa độ phản ứng âm vào lò trong quá trình làm việc cũng như sau lúc lò dừng. Các sản phẩm phân hạch khác có tiết diện hấp thụ nơtrôn bé hơn, vào cỡ bằng hoặc bé hơn tiết diện hấp thụ nơtrôn nhiệt của ^{235}U, $\sigma_5 \approx 700b$. Phần lớn các sản phẩm này có thời gian bán rã lớn hoặc các nguyên tố bền. Vì vậy chúng được tích lũy dần dần và tạo nên một lượng chất hấp thụ nơtrôn. Hiện tượng tích lũy các sản phẩm phân hạch loại này gọi là hiện tượng tạo xỉ của lò và các sản phẩm phân hạch gọi là xỉ của lò. Ta chú ý rằng nguyên tố ^{235}Xe có thời gian sống ngắn nên quá trình nhiễm độc xảy ra nhanh, do đó không cần thiết tính tới sự cháy của nhiên liệu. Còn đối với hiện tượng tạo xỉ của lò phải xét tới sự cháy của nhiên liệu vì các xỉ sống lâu hơn hoặc bền vững. Có thể nói rằng khi nhiên liệu ^{235}U cháy thì toàn bộ sản phẩm phân hạch được coi là xỉ của lò.

5.3.1. Sự cháy nhiên liệu và độ sâu cháy

Sự thay đổi ^{235}U theo thời gian được miêu tả bởi phương trình sau :

$$\frac{dN_5}{dt} = -\sigma_5 \Phi N_5 . \qquad (5.45)$$

Nghiệm phương trình này có dạng :

$$N_5(t) = N_5(0)e^{-S} \qquad (5.46)$$

trong đó :

$$s = \sigma_5 \int_0^t \Phi(t')\,dt'.$$

Đại lượng s được gọi là *độ sâu cháy nhiên liệu*. Khi s bé, biểu thức (5.46) có thể viết gần đúng như sau:

$$N_5(0) = N_5(0)(1 - s)$$

hay :

$$s = \frac{N_5(0) - N_5(t)}{N_5(0)} = \frac{\Delta N_5(t)}{N_5(0)} \qquad (5.47)$$

ở đây, $\Delta N_5(t) = N_5(0) - N_5(t)$ là số hạt nhân ^{235}U đã bị cháy cho đến thời điểm t. Như vậy độ sâu cháy nhiên liệu là tỷ số giữa số hạt nhân ^{235}U đã cháy so với số hạt nhân ^{235}U có ban đầu.

Công thức (5.47) suy ra từ công thức (5.46) khi s bé tức là độ sâu cháy nhiên liệu bé. Tuy nhiên trong thực tế người ta cũng sử dụng biểu thức (5.47) để biểu thị độ sâu cháy nhiên liệu ngay cả khi độ sâu cháy lớn.

Nếu mật độ thông lượng nơtrôn không thay đổi nhiều theo thời gian thì độ sâu cháy có dạng :

$$s = \sigma_5 \overline{\Phi}\, t \qquad (5.48)$$

ở đây, độ sâu cháy là đại lượng không thứ nguyên và thường tính qua đơn vị phần trăm (%). Khi đó :

$$s = \sigma_5 \overline{\Phi} t \times 100. \qquad (5.49)$$

Người ta còn sử dụng một định nghĩa khác của độ sâu cháy. Đó là năng lượng tỏa ra khi cháy một tấn nhiên liệu. Đơn vị năng lượng được sử dụng là MW x ngày, trong đó 1 ngày = 24 giờ. Khi đó có thể xác định mối liên hệ giữa độ sâu cháy biểu thị trong đơn vị phần trăm theo công thức (5.47) và độ sâu cháy biểu thị trong đơn

vị MW×ngày/tấn. Lưu ý rằng $3,1.10^{10}$ phân hạch ứng với 1 W×s còn 1g ^{235}U chứa $2,56.10^{21}$ nguyên tử. Trong trường hợp này 1% uran được phân hạch ứng với :

$$\frac{2,56.10^{21} \times 10^{6} \times 10^{-2}}{3,1.10^{10} \times 10^{6} \times 24 \times 3600} = 9690 \text{MW} \times \text{ngày/tấn}$$

nghĩa là 1% nhiên liệu bị phân hạch ứng với khoảng $10.000 \frac{\text{MW x ngày}}{\text{tấn}}$.

5.3.2. Quá trình tạo xỉ

Nếu các hạt nhân trung gian phân rã đủ nhanh thì có thể coi rằng xỉ được tạo nên trực tiếp từ thời điểm phân hạch. Khi đó ta có phương trình miêu tả sự thay đổi theo thời gian của nồng độ các hạt nhân loại i là :

$$\frac{dN_i}{dt} = p_i \sigma_{f5} \Phi N_5 - \sigma_i^* \Phi N_i \tag{5.50}$$

trong đó p_i là suất ra các hạt nhân loại i khi phân hạch, σ^*_i là tiết diện hấp thụ vi mô của các hạt nhân loại i có kể đến sự chiếm cộng hưởng :

$$\sigma_i^* = \sigma_{iT} + \frac{\nu_5 \sigma_5 N_5 I_i}{\xi \Sigma_s} \tag{5.51}$$

ở đây, σ_{iT} là tiết diện hấp thụ vi mô trong miền nhiệt, $\frac{\nu_5 \sigma_5 N_5 I_i}{\xi \Sigma_s}$ là tiết diện chiếm trong miền cộng hưởng, I_i là tích phân cộng hưởng.

Các phương trình (5.50) và (5.51) tạo nên hệ phương trình phi tuyến vì N_5 thay đổi theo thời gian. Ta hãy xét trường hợp gần đúng khi N_5 không đổi. Khi đó nghiệm phương trình (5.50) có dạng

$$N_i(t) = \frac{p_i \sigma_{f5} N_5}{\sigma_i^*} \left(1 - e^{-\sigma_i^* \Phi t}\right). \tag{5.52}$$

Độ nhiễm độc lò do hiện tượng tạo xỉ là :

$$q_i = \frac{\sigma_i^* N_i}{\sigma_5 N_5} = \frac{p_i \sigma_{f5}}{\sigma_5}\left(1 - e^{-\sigma_i^* \Phi t}\right). \tag{5.53}$$

Sự nhiễm độc này đưa vào độ phản ứng âm bằng

$$\rho_i = -\frac{q_i}{1 + q_{vật\ liệu}} \tag{5.54}$$

trong đó, $q_{vật\ liệu} = \frac{\Sigma_{vật\ liệu}}{\Sigma_U}$.

Sử dụng biểu thức (5.48) đối với độ sâu cháy nhiên liệu, công thức (5.53) trở thành :

$$q_i = \frac{p_i \sigma_{f5}}{\sigma_5}\left(1 - e^{-s\frac{\sigma_i^*}{\sigma_5}}\right). \tag{5.55}$$

Ta hãy xét độ nhiễm độc q_i trong các trường hợp sau đây. Nếu mảnh vỡ thứ i hấp thụ mạnh nơtrôn, nghĩa là $\sigma^*_i >> \sigma_5$, thì ngay cả độ cháy s bé tích số $s\frac{\sigma^*_i}{\sigma_5} >> 1$ và có thể bỏ qua số hạng $e^{-s\sigma_i^*/\sigma_5}$. Khi đó

$$q_i = \frac{p_i \sigma_{f5}}{\sigma_5} \tag{5.56}$$

nghĩa là q_i đạt giá trị cực đại và giá trị này không phụ thuộc vào σ^*_i mà chỉ phụ thuộc vào p_i.

Nếu mảnh vỡ thứ i hấp thụ yếu nơtrôn, tức là $\sigma^*_i << \sigma_5$, thì ngay cả khi s lớn, đại lượng σ^*_i/σ_5 cũng bé và biểu thức (5.55) có thể viết gần đúng :

$$q_i = \frac{p_i \sigma_{f5} \sigma_i s}{\sigma_5^2}. \tag{5.57}$$

Như vậy q_i tỷ lệ thuận với độ sâu cháy s.

5.3.3. Phân loại các xỉ

Các xỉ được phân loại theo tiết diện hấp thụ nơtrôn của chúng.

a. Nhóm thứ nhất

Nhóm này gồm các hạt nhân có $\sigma_i >> \sigma_5 \approx 700b$. Nồng độ các hạt nhân bảo hòa ngay cả với độ sâu cháy bé và nồng độ nhiễm độc tổng cộng là $\sum_i q_i = \sigma_{f5}\sigma_5^{-1}\sum_i p_i = 12{,}5.10^{-3}$. Các hạt nhân chủ yếu được nêu trong bảng 5.2.

Bảng 5.2. Các hạt nhân xỉ có tiết diện lớn hơn σ_5 (kể cả samari)

Hạt nhân	$^{149}_{62}Sm$	$^{157}_{64}Gd$	$^{155}_{63}Eu$	$^{113}_{48}Cd$	$^{151}_{62}Sm$
$p_i.10^{-2}$	1,3	0,0074	0,03	0,014	0,445
σ_i,barns	50000	200000	14000	19500	7000

b. Nhóm thứ hai

Nhóm thứ hai gồm các hạt nhân với $\sigma_i \approx \sigma_5$. Đối với nhóm này khi s < 0,2 độ nhiễm độc tổng cộng là $\sum_i q_i = 41{,}4.10^{-3}s$. Các hạt nhân chủ yếu được nêu trong bảng 5.3

Bảng 5.3. Các hạt nhân xỉ có tiết diện vào cỡ σ_5

Hạt nhân	$^{83}_{36}Kr$	$^{99}_{43}Tc$	$^{103}_{45}Rh$
p_i 10^{-2}	0,62	6,2	2,9
σ_i barns	205	100	150

Bảng 5.3. (*tiếp theo*)

Hạt nhân	$^{131}_{54}Xe$	$^{143}_{60}Nd$	$^{152}_{62}Sm$	$^{153}_{63}Eu$
p_i 10^{-2}	2,9	6,2	0,28	0,14
σ_i barns	120	290	40	420

c. *Nhóm thứ ba*

Nhóm này gồm các hạt nhân có $\sigma_i << \sigma_5$ và tổng các độ nhiễm độc là $\sum_i q_i = 10,4.10^{-3}$ s. Các hạt nhân củ yếu nêu trong bảng 5.4.

Bảng 5.4. **Các hạt nhân xỉ có tiết diện nhỏ hơn σ_5**

Hạt nhân	$^{82}_{36}Kr$	$^{85}_{36}Kr$	$^{95}_{42}Mo$	$^{109}_{47}Ag$	$^{129}_{54}I$	$^{133}_{55}Cs$
$p_i, 10^{-2}$	0,3	0,32	6,0	0,028	1,0	6,5
σ_i,barns	45	15	13	85	27	29

Bảng 5.4. (tiếp theo)

Hạt nhân	$^{139}_{57}La$	$^{141}_{59}Pr$	$^{144}_{60}Nd$	$^{145}_{60}Nd$	$^{146}_{60}Nd$	$^{147}_{61}Pm$
$p_i, 10^{-2}$	6,3	5,7	6,0	4,0	3,2	2,6
σ_i,barns	8,5	10	5	52	10	60

Tổng số các độ nhiễm độc của cả ba nhóm trên phụ thuộc vào độ sâu cháy được thể hiện trên bảng 5.5.

Bảng 5.5. **Độ nhiễm độc tổng cộng của các xỉ phụ thuộc vào độ sâu cháy s**

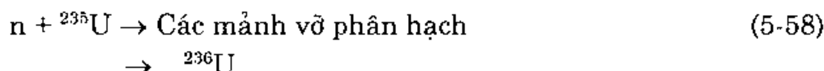
s	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	3,0
$\sum_i q_i \ 10^{-3}$	25	25	44	53	62	80	98	126

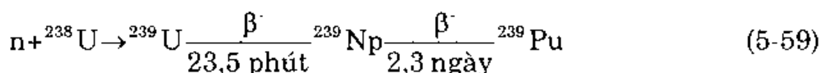
Các hạt nhân xỉ có tiết diện hấp thụ cộng hưởng bé và độ nhiễm độc tổng cộng gây nên do sự hấp thụ cộng hưởng là $\frac{60v\sigma_5 N_5}{\xi\Sigma_s}\frac{\sigma_{f5}}{\sigma_5^2}s$. Như vậy cần phải thêm số hạng này vào các giá trị $\sum_i q_i$ đã nêu trong bảng trên.

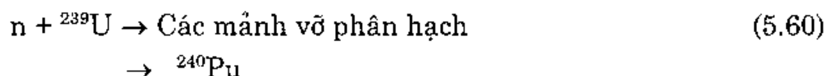
5.4. SỰ THAY ĐỔI THÀNH PHẦN CỦA NHIÊN LIỆU

Trong quá trình làm việc của lò phản ứng xảy ra sự thay đổi liên tục thành phần đồng vị của nhiên liệu do sự tương tác của nơtrôn với nhiên liệu. Có hai hiện tượng xảy ra. Thứ nhất là các hạt nhân nhiên liệu ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu bị phân hạch và tạo thành các sản phẩm phân hạch. Thứ hai nếu trong lò có nguyên liệu hạt nhân (^{238}U, ^{232}Th) thì do chúng tương tác với nơtrôn sinh ra các hạt nhân nhiên liệu theo các sơ đồ (1.11) và (1.13). Hai hiện tượng này dẫn tới sự thay đổi phức tạp hệ số nhân hiệu dụng của lò.

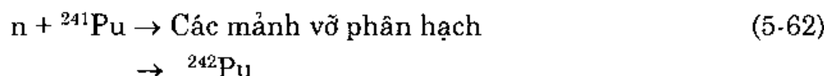
Nếu dùng nhiên liệu uran gồm hỗn hợp các đồng vị ^{235}U và ^{238}U thì sự thay đổi thành phần đồng vị được xác định bởi các quá trình sau:


$$n + {}^{235}U \rightarrow \text{Các mảnh vỡ phân hạch} \qquad (5\text{-}58)$$
$$\rightarrow {}^{236}U$$


$$n + {}^{238}U \rightarrow {}^{239}U \xrightarrow[23,5\ \text{phút}]{\beta^-} {}^{239}Np \xrightarrow[2,3\ \text{ngày}]{\beta^-} {}^{239}Pu \qquad (5\text{-}59)$$


$$n + {}^{239}U \rightarrow \text{Các mảnh vỡ phân hạch} \qquad (5.60)$$
$$\rightarrow {}^{240}Pu$$


$$n + {}^{240}Pu \rightarrow {}^{241}Pu \qquad (5\text{-}61)$$


$$n + {}^{241}Pu \rightarrow \text{Các mảnh vỡ phân hạch} \qquad (5\text{-}62)$$
$$\rightarrow {}^{242}Pu$$

Từ các sơ đồ nêu trên thấy rằng khi dùng nhiên liệu uran trong lò phản ứng xảy ra sự đốt cháy đồng vị ^{235}U và tích lũy nhiên liệu hạt nhân mới dưới dạng các đồng vị ^{239}Pu và ^{241}Pu. Các đồng vị mới tạo thành này tiếp tục bị phân hạch và đóng góp vào toàn bộ năng lượng được giải phóng.

Ta hãy lập các phương trình miêu tả sự cháy nhiên liệu theo các sơ đồ (5.58) – (5.62) với các giả thiết sau đây:

- Lò làm việc với nơtron nhiệt.

- Nhiên liệu là uran độ giàu thấp, do đó lượng ^{238}U không đổi.

- Không tính đến các đồng vị ^{239}U và ^{239}Np trong dãy (5.59) do thời gian sống của chúng bé so với chu kỳ thay nhiên liệu.

- Sự tích lũy ^{239}Pu từ ^{238}U do ^{238}U hấp thụ các nơtrôn nhiệt và nơtrôn cộng hưởng và không kể đến các nơtrôn nhanh.

- Lò phản ứng có kích thước đủ lớn và không tính đến sự rò nơtrôn.

Với các giả thuyết này, nồng độ các hạt nhân tuân theo các phương trình :

$$\frac{dN_5}{dt} = -N_5\sigma_5\Phi \tag{5.63}$$

$$\frac{dN_6}{dt} = -N_6\sigma_6\Phi + N_5\sigma_5^r\Phi \tag{5.64}$$

$$\begin{aligned}\frac{dN_9}{dt} &= -N_9\sigma_9\Phi + N_8\sigma_8\Phi + \\ &+ \mu(1-p)(\nu_5N_5\sigma_5 + \nu_9N_9\sigma_9 + \nu_1N_1\sigma_1)\Phi\end{aligned} \tag{5.65}$$

$$\frac{dN_0}{dt} = -N_0\sigma_0\Phi + N_9\sigma_9^r\Phi \tag{5.66}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1\sigma_1\Phi + N_0\sigma_0\Phi . \tag{5.67}$$

Các chỉ số 5, 6, 8, 9, 0,1 tương ứng với các hạt nhân ^{235}U, ^{236}U, ^{238}U, ^{239}Pu, ^{240}Pu, ^{241}Pu. Tiết diện hấp thụ σ_i và nồng độ hạt nhân N_i ứng với nguyên tố loại i. Trong các phương trình (5.64) và (5.66) σ_5^r và σ_9^r là các tiết diện phản ứng theo các nhánh n + $^{235}U \rightarrow {}^{236}U$ và n + $^{239}Pu \rightarrow {}^{240}Pu$. μ là hệ số nhân trên nơtrôn nhanh do phân hạch ^{238}U còn p là xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng. Giải các phương trình (5.63) – (5.67) ta xác định được sự phụ thuộc thời gian của nồng độ các nguyên tố. Nói riêng nồng độ các nguyên tố ^{235}U và ^{239}Pu tuân theo các biểu thức dưới đây:

$$N_5(t) = N_{5,0}\, e^{-Z} \tag{5.68}$$

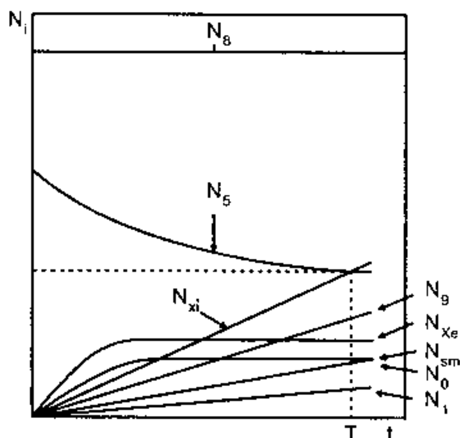
$$N_9(t) = N_8 \frac{\overline{\sigma_8}}{\overline{\sigma_9}}\left(1 - e^{-\sigma_9^* Z}\right) + \frac{\mu\nu_5(1-p)N_{5,0}}{\overline{\sigma_9^*} - 1} \times \left(e^{-Z} - e^{-\sigma_9^* Z}\right) \tag{5.69}$$

trong đó:

$$z = \sigma_5 \int_0^t \Phi(t')dt' \tag{5.70}$$

$$\overline{\sigma_i} = \frac{\sigma_i}{\sigma_5}\,;\ \overline{\sigma_9^*} = \sigma_9\left[1 - \mu\nu_9(1-p)\right] \tag{5.71}$$

$N_{5,0}$ là nồng độ hạt nhân ^{135}U ở thời điểm ban đầu. Trên hình 5.5 trình bày sự phụ thuộc thời gian của nồng độ các nguyên tố ^{238}U, ^{235}U, ^{239}Pu, ^{240}Pu, ^{241}Pu, và các nguyên tố gây nhiễm độc lò phản ứng ^{135}Xe và ^{149}Sm và xỉ của lò. Nồng độ N_5 giảm theo hàm số mũ. Các hạt nhân ^{239}Pu, ^{240}Pu và ^{241}Pu tăng theo thời gian. Trên hình 5.5 thời gian **T** là chu kỳ thay nhiên liệu, khi nồng độ ^{235}U giảm xuống bằng nồng độ xỉ được tích lũy.



Hình 5.5. **Sự thay đổi các thành phần đồng vị của nhiên liệu**

Nếu bỏ qua số lượng bé của ^{241}Pu thì trong lò phản ứng, cùng với sự cháy nhiên liệu, xuất hiện nhiên liệu mới là ^{239}Pu. Lượng nhiên liệu này đáng kể với nhiên liệu uran độ giàu bé. Hiện tượng sinh nhiên liệu mới khi cháy nhiên liệu cũ gọi là *hiện tượng tái sinh*. Hiện tượng này được đặc trưng bởi hệ số tái sinh K_{TS}. Đó là tỷ số tốc độ tích lũy nhiên liệu mới so với tốc độ cháy nhiên liệu xuất phát. Nếu dùng nhiên liệu xuất phát là ^{235}U còn nguyên liệu là ^{238}U thì

$$K_{TS} = \frac{dN_9}{dt} / \frac{dN_5}{dt}. \quad (5.72)$$

Sử dụng các phương trình (5.63) và (5.65) ta có biểu thức gần đúng :

$$K_{TS} = \frac{N_8\sigma_8}{N_5\sigma_5} + \nu_5\mu(1-p). \quad (5.73)$$

Nếu tính đến sự rò nơtrôn trong quá trình làm chậm thì :

$$K_{TS} = \frac{\sigma_8}{\sigma_5}\frac{1-x}{x} + \nu_5\mu(1-p)e^{-B^2\tau} \quad (5.74)$$

trong đó, $x = \frac{N_5}{N_5 + N_8}$ là độ giàu ^{235}U, B^2 là Laplacien còn τ là tuổi nơtrôn. Từ biểu thức (5.74) thấy rằng K_{TS} tăng khi giảm độ giàu x, tức là khi tăng thành phần đồng vị ^{238}U trong nhiên liệu. Ngoài ra K_{TS} còn tăng khi giảm hệ số tránh hấp thụ cộng hưởng p, khi tăng hệ số nhân nơtrôn nhanh μ và khi giảm sự rò trong quá trình làm chậm.

Có thể viết hệ số tái sinh K_{TS} dưới dạng khác nhờ phương trình cân bằng nơtrôn. Khi hấp thụ 1 nơtrôn nhanh xuất hiện $\eta\mu$ nơtrôn nhanh. Gọi q là phần nơtrôn bị hấp thụ trong vật liệu thì hệ số tái sinh là :

$$K_{TS} = \eta\mu - (q+1). \quad (5.75)$$

Biểu thức (5.75) cho thấy rằng K_{TS} là số nơtrôn còn lại ngoài số nơtrôn bị hấp thụ trong nhiên liệu và các vật liệu khác. Số nơtrôn này có nhiệm vụ tái sinh nhiên liệu mới.

Hệ số q được xác định qua hệ số sử dụng nơtrôn nhiệt f. Từ biểu thức (3.29) ta được

$$q = \frac{1-f}{f} \tag{5.76}$$

Từ (5.75) thấy rằng, để K_{TS} tăng thì phải tăng tích số $\eta\mu$ và giảm q. Ta có $K_{TS,max}$ khi $(\eta\mu)_{max}$ và q_{min}. Các đại lượng η và μ phụ thuộc vào dạng nhiên liệu. Đối với lò nơtrôn nhiệt với nhiên liệu ^{232}Th thì K_{TS} cao hơn lò với nhiên liệu ^{235}U hay ^{239}Pu. Các hệ số η và μ còn phụ thuộc vào năng lượng nơtrôn. Trong lò nơtrôn nhanh chúng lớn hơn trong lò nơtrôn nhiệt. Mặt khác lò nhanh số hạng q bé hơn trong lò nhiệt. Do đó hệ số K_{TS} trong lò nhanh lớn hơn trong lò nhiệt và có thể vượt quá 1. Trong trường hợp này quá trình tái sinh có tính chất mở rộng, làm tăng nguồn nhiên liệu do việc dùng lượng dự trữ ^{238}U và ^{232}Th. Như vậy hệ số tái sinh K_{TS} đóng vai trò quan trọng trong vấn đề kinh tế của năng lượng hạt nhân.

Sau đây dẫn ra một số giá trị của hệ số K_{TS} đối với các lò phản ứng.

a. Lò phản ứng nơtrôn nhanh

Nhiên liệu uran hay plutôni	$K_{TS} \approx 1,5 - 1,7$
Nhiên liệu thori	$K_{TS} \approx 1,2 - 1,4$

b. Lò phản ứng nơtrôn nhiệt

Nhiên liệu uran	$K_{TS} \leq 0,8$
Nhiên liệu thori	$K_{TS} \approx 1,0$

Theo các số liệu này ta thấy các lò phản ứng nơtrôn nhanh cho hệ số $K_{TS} > 1$ còn lò phản ứng nơtrôn nhiệt cho $K_{TS} < 1$. Do đó lò phản ứng nơtrôn nhanh có ưu việt về phương diện tái sinh nhiên liệu.

5.5. HIỆU ỨNG NHIỆT ĐỘ CỦA ĐỘ PHẢN ỨNG

Khi lò phản ứng làm việc thì sinh ra một nhiệt lượng lớn. Nhiệt lượng này được chất tải nhiệt giải phóng ra khỏi môi trường. Tốc độ giải phóng nhiệt lượng phụ thuộc vào sự chênh lệch nhiệt độ giữa vùng hoạt và môi trường bên ngoài. Do đó công suất nhiệt của lò phản ứng càng lớn khi nhiệt độ vùng hoạt càng lớn. Khi đó các thành phần vật liệu trong vùng hoạt như nhiên liệu, chất làm chậm, chất tải nhiệt và các vật liệu cấu trúc khác nóng lên. Công suất lò thay đổi, nhiệt độ các thành phần vật liệu cũng thay đổi theo. Tuy nhiên khi nhiệt độ vùng hoạt thay đổi thì hệ số nhân k của lò thay đổi, tức là sự thay đổi nhiệt độ đã đưa vào vùng hoạt một độ phản ứng nào đó. Tỷ số giữa gia số độ phản ứng dρ và gia số nhiệt dT được gọi là *hệ số nhiệt độ của độ phản ứng*.

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT}. \qquad (5.77)$$

Do

$$\rho = \frac{k-1}{k}$$

nên

$$\alpha_T = \frac{1}{k^2}\frac{dk}{dT}. \qquad (5.78)$$

Tuy nhiên do $k \approx 1$ nên có thể viết

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT} \approx \frac{dk}{dT}. \qquad (5.79)$$

Sự thay đổi của hệ số nhân k khi thay đổi nhiệt độ vùng hoạt, chủ yếu do hai nguyên nhân sau đây :

- Sự thay đổi các tính chất hạt nhân : Sự thay đổi phổ năng lượng nơtrôn và hiệu ứng Doppler đối với sự hấp thụ ở miền cộng

hưởng. Hệ số nhiệt độ gây nên do nguyên nhân này gọi là *hệ số nhiệt độ hạt nhân*.

- Sự thay đổi mật độ vật liệu của các thành phần vật liệu dẫn tới sự thay đổi quãng chạy trung bình của nơtrôn và sự rò nơtrôn. Hệ số nhiệt độ gây nên do nguyên nhân này gọi là *hệ số nhiệt độ mật độ*.

Sự phân tích ảnh hưởng nhiệt độ lên hệ số k, tức là lên độ phản ứng ρ, cho thấy rằng hệ số nhiệt độ phụ thuộc vào thành phần và sự bố trí vật liệu trong vùng hoạt và có thể là đại lượng dương hoặc đại lượng âm. Để lò phản ứng làm việc ổn định và an toàn, hệ số nhiệt độ cần phải mang dấu âm. Thật vậy, vì một lý do nào đó mà công suất lò tăng, khi đó nhiệt độ vùng hoạt tăng và trong lò được đưa vào một độ phản ứng âm và công suất lò giảm xuống. Nếu vì một lý do nào đó công suất lò giảm, nhiệt độ vùng hoạt giảm sẽ đưa vào lò một độ phản ứng dương và đưa công suất lò lên. Trong trường hợp ngược lại, khi hệ số nhiệt độ dương, sự tăng hay giảm công suất sẽ kéo theo sự tăng hay giảm nhiệt độ vùng hoạt và dẫn tới sự tăng hay giảm công suất lò hơn nữa. Quá trình tự kích đó làm lò làm việc không ổn định và nguy hiểm.

Bây giờ ta hãy xét ảnh hưởng của các nhân tố lên hệ số nhiệt độ của độ phản ứng.

5.5.1. Hệ số nhiệt độ mật độ

Các vật liệu sẽ giãn nở khi nóng lên, do đó nồng độ các nguyên tử hay phân tử giảm đi. Sự giảm nồng độ vật chất dẫn tới sự giảm tiết diện tương tác vĩ mô $\Sigma = N_\sigma$, khi đó tuổi nơtrôn

$$\tau \approx \frac{\lambda_S \lambda_{tr}}{3\xi} \ln\left(\frac{E_0}{E}\right) = \frac{1}{3\xi\Sigma_s\Sigma_{tr}} \ln\left(\frac{E_0}{E}\right) \qquad (5.80)$$

và độ dài khuếch tán

$$L^2 = \frac{\lambda_s \lambda_{tr}}{3} = \frac{1}{3\Sigma_s \Sigma_{tr}} \tag{5.81}$$

tăng lên. Theo các biểu thức (3.2) và (3.3), việc tăng τ và L^2 dẫn tới sự giảm xác suất tránh rò nơtrôn ra khỏi vùng hoạt, tức là làm giảm hệ số nhân hiệu dụng k. Điều đó có nghĩa là hệ số nhiệt độ mật độ do sự giảm nồng độ vật liệu là đại lượng âm.

Mặt khác sự giãn nở vật liệu dẫn tới việc tăng kích thước vùng hoạt và kéo theo sự tăng xác suất tránh rò nơtrôn. Đó là hiệu ứng nhiệt độ dương.

Hai nhân tố trên đây cho các hiệu ứng nhiệt độ có dấu ngược nhau. Để xét định lượng các hiệu ứng này ta viết lại xác suất tránh rò nơtrôn như sau:

$$P = \frac{e^{-B^2\tau}}{1 + B^2L^2} \approx e^{-B^2M^2} \tag{5.82}$$

trong đó, $M^2 = \tau + L^2$.

Hệ số nhiệt độ mật độ :

$$\alpha_{T,\gamma} \approx \frac{1}{P}\frac{dP}{dT} = -B^2M^2\left(\frac{1}{M^2}\frac{dM^2}{dT} + \frac{1}{B^2}\frac{dB^2}{dT}\right)$$

Do

$$k \approx \frac{k_\infty}{e^{B^2M^2}} \approx \frac{k_\infty}{1 + B^2M^2} \approx 1 \text{ nên } B^2M^2 \approx k_\infty - 1$$

Khi đó :

$$\alpha_{T,\gamma} \approx -(k_\infty - 1)\left(\frac{1}{M^2}\frac{dM^2}{dT} + \frac{1}{B^2}\frac{dB^2}{dT}\right). \tag{5.83}$$

Trong biểu thức (5.83) M^2 phụ thuộc nhiệt độ do sự thay đổi mật độ vật liệu còn Laplacien B^2 phụ thuộc nhiệt độ do sự thay đổi kích thước vùng hoạt.

Sự phụ thuộc M^2 vào mật độ có dạng như sau:

$$M^2 = M_0^2 (\gamma_o / \gamma)^n \quad (5.84)$$

trong đó γ là mật độ vật liệu ở nhiệt độ T, γ_0 và M_0^2 là mật độ vật liệu và diện tích phát xạ tại nhiệt độ T_0. Đại lượng $n = 2$ đối với lò graphit và $1 < n < 2$ đối với lò nước – nước với nhiên liệu UO_2. Như vậy :

$$\frac{1}{M^2}\frac{dM^2}{dT} = -\frac{n}{\gamma}\times\frac{d\gamma}{dT}.$$

Nếu mật độ vật liệu phụ thuộc nhiệt độ theo quy luật

$$\gamma = \gamma_0\left[1-\alpha_\gamma\left(T-T_0\right)\right] \quad (5.85)$$

thì

$$\frac{1}{M^2}\frac{dM^2}{dT} = n\alpha_\gamma \quad (5.86)$$

trong đó, α_γ là hệ số giãn nở thể tích theo nhiệt độ. Để xét sự thay đổi B^2 theo nhiệt độ ta xét vùng hoạt có dạng hình cầu không có vành phản xạ. Khi đó :

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2 \quad (5.87)$$

và giả thiết kích thước R phụ thuộc nhiệt độ như sau :

$$R = R_o\left[1 + \alpha_\ell(T-T_o)\right] \quad (5.88)$$

trong đó, α_ℓ là hệ số giãn nở độ dài do nhiệt độ.

Khi đó :

$$\frac{1}{B^2}\frac{dB^2}{dT} = -2\alpha_\ell. \quad (5.89)$$

Kết hợp các biểu thức (5.83), (5.86) và (5.89) ta được :

$$\alpha_{T,\gamma} = \left(k_\infty - 1\right)\left(2\alpha_\ell - n\alpha_\gamma\right) \quad (5.90)$$

Ta nhận xét rằng hệ số $\alpha_\gamma \approx 3\,\alpha_\ell$ nên số hạng thứ hai trong vế phải của biểu thức (5.90) đóng vai trò lớn hơn. Như vậy $2\alpha_\ell - n\,\alpha_\gamma < 0$ và hệ số $\alpha_{T,\gamma} < 0$.

Như vậy hiệu ứng nhiệt độ do sự thay đổi mật độ vật liệu là hiệu ứng âm. Với lò phản ứng nước – nước, do chất lỏng giãn nở mạnh khi đốt nóng, hệ số nhiệt độ mật độ có giá trị tuyệt đối khá lớn và đạt đến $-10^{-4}/^0C$. Đại lượng này có nghĩa là khi đốt nóng vùng hoạt lên 64 ^0C sẽ suất hiện một độ phản ứng âm bằng $\beta = 0,64\%$. Với lò phản ứng dùng chất làm chậm rắn thì hệ số mật độ nhiệt độ bé hơn, cỡ $-10^{-6}/ {}^0C$.

5.5.2. Hiệu ứng cứng phổ nơtrôn

Hiệu ứng nhiệt độ hạt nhân xuất hiện do sự thay đổi dạng phổ nơtrôn và hiệu ứng Doppler. Ở đây ta xét hiệu ứng thay đổi phổ nơtrôn, và chủ yếu phổ nơtrôn dịch về phía năng lượng lớn, ta gọi là sự cứng phổ nơtrôn. Ta xét phổ nơtrôn nhiệt, tức là phổ Maxwell (1.2). Thông số đặc trưng cho phổ Maxwell là nhiệt độ nơtrôn T_n. Khi khí nơtrôn chuyển động cân bằng nhiệt với môi trường thì nhiệt độ nơtrôn T_n liên hệ với nhiệt độ môi trường T theo biểu thức

$$T_n = T\left(1 + 0,92A\frac{\Sigma_a}{\Sigma_s}\right). \qquad (5.91)$$

Biểu thức (5.91) cho thấy nhiệt độ nơtrôn tăng theo nhiệt độ môi trường, do đó phổ Maxwell dịch về phía năng lượng lớn. Do tiết diện hấp thụ giảm theo quy luật 1/v theo công (1.8) và (1.9) nên theo (5.81), độ dài khuếch tán L^2 tăng. Việc tăng L^2 dẫn tới dự giảm xác suất tránh rò nơtrôn, tức là đưa vào hệ số nhiệt độ âm. Mặt khác sự tăng nhiệt độ nơtrôn, tức là năng lượng trung bình của các nơtrôn nhiệt, làm giảm khoảng năng lượng làm chậm dẫn tới làm giảm tuổi nơtrôn. Đó là hiệu ứng nhiệt độ dương. Hệ số nhiệt độ dương này có giá trị không lớn.

Ngoài ảnh hưởng của sự cứng phổ nơtrôn lên xác suất tránh rò nơtrôn, sự thay đổi nhiệt độ còn ảnh hưởng đến hệ số nhân $k = \eta\, \mu\, p\, f$. Trong 4 thừa số η, μ, p và f thì 2 thừa số η và f được biểu thị qua các tiết diện hấp thụ :

$$\eta = \nu \frac{N_5\sigma_{5f}}{N_5\sigma_5 + N_8\sigma_8} \tag{5.92}$$

$$f = \frac{N_5\sigma_5 + N_8\sigma_8}{N_5\sigma_5 + N_8\sigma_8 + \sum_i N_i\sigma_i}. \tag{5.93}$$

Tuy nhiên các thừa số này đều biểu thị qua tỷ số các tiết diện, do đó nếu các tiết diện thay đổi theo quy luật tỷ lệ nghịch với vận tốc nơtrôn tức là 1/v thì việc tăng nhiệt độ không làm thay đổi chúng. Tiết diện hấp thụ của các chất làm chậm, chất tải nhiệt và vật liệu cấu trúc tuân theo quy luật 1/v. Tiết diện hấp thụ đối với ^{235}U lệch một ít so với quy luật 1/v, có xu hướng giảm khi tăng nhiệt độ. Do đó hiệu ứng này đưa vào hệ số nhiệt độ âm với giá trị không lớn.

Riêng đối với hệ số sử dụng nơtrôn nhiệt f, biểu thức (5.93) chỉ đúng cho lò đồng nhất. Vì vậy kết luận nói trên đúng cho lò đồng nhất. Đối với lò không đồng nhất, hệ số f được biểu thị qua biểu thức (3.29) và (3.30). Ta viết lại các biểu thức này qua giá trị trung bình của mật độ thông lượng nơtrôn trong chất làm chậm $\overline{\Phi_{ch}}$ và trong thanh nhiên liệu $\overline{\Phi_u}$:

$$f = \frac{1}{1 + q_{ch}} \tag{5.94}$$

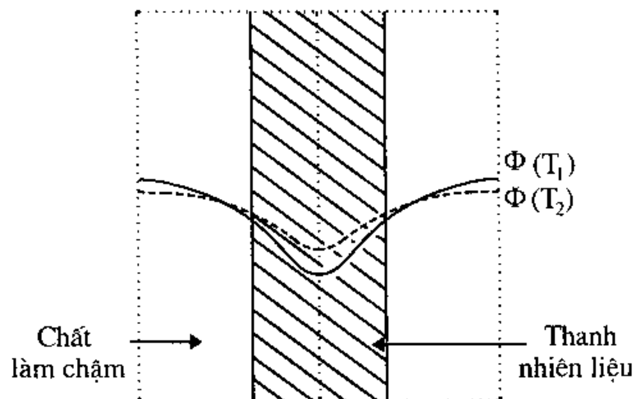
$$q_{ch} = \frac{\sigma_{ch}\overline{\Phi}_{ch}N_{ch}V_{ch}}{\sigma_u\overline{\Phi}_u N_u V_u}$$

trong đó ngoài các kí hiệu đã biết σ, Φ, N, đại lượng V_{ch} và V_u là thể tích chất làm chậm và thể tích uran. Trong biểu thức (5.94), tỷ

số $\frac{\overline{\Phi_{ch}}}{\overline{\Phi_u}}$ phụ thuộc vào phổ nơtron, tức là phụ thuộc vào nhiệt độ.

Ở miền nơtrôn nhiệt thì $\overline{\Phi_{ch}}$ lớn hơn $\overline{\Phi_u}$ do các nơtrôn nhiệt sinh ra trong chất làm chậm và khi khuếch tán vào thanh nhiên liệu bị hấp thụ ở bề mặt thanh nhiên liệu. Khi năng lượng trung bình của các nơtrôn nhiệt tăng lên, hiệu ứng hấp thụ bề mặt giảm đi và sự không đồng đều trong sự phân bố nơtrôn giữa chất làm chậm và thanh nhiên liệu giảm đi (hình 5.6), do đó tỷ số $\frac{\overline{\Phi_{ch}}}{\overline{\Phi_u}}$ giảm đi. Như vậy khi nhiệt độ tăng q_{ch} giảm và hệ số sử dụng nơtrôn nhiệt f tăng, dẫn tới hiệu ứng nhiệt độ dương.

Một hệ quả nữa của sự cứng phổ là việc giảm tiết diện hấp thụ của ^{135}Xe và ^{149}Sm khi tăng nhiệt độ. Do đó sự nhiễm độc xênôn và samari cũng giảm, dẫn tới sự tăng độ phản ứng ρ_{Xe} và ρ_{Sm}. Đó là hiệu ứng nhiệt độ dương.



Hình 5.6. **Sự phụ thuộc mật độ thông lượng nơtrôn trong chất làm chậm và trong thanh nhiên liệu với các nhiệt độ khác nhau ($T_2 > T_1$)**

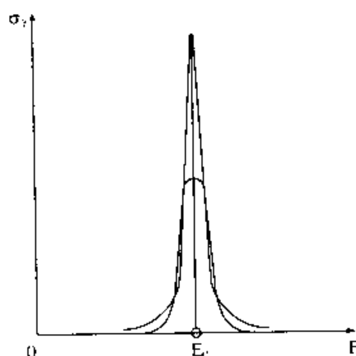
Như vậy hiện tượng cứng phổ nơtrôn dẫn tới nhiều hiệu ứng nhiệt độ với các dấu khác nhau. Khi thiết kế lò phản ứng cần chọn phương án cấu trúc vùng hoạt sao cho hệ số nhiệt độ tổng cộng là một đại lượng âm.

5.5.3. Hiệu ứng Doppler

Xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng p thuộc về miền năng lượng trung gian và không liên hệ tới sự phân bố năng lượng của nơtrôn nhiệt, do đó không chịu ảnh hưởng của hiện tượng cứng phổ nơtrôn. Tuy nhiên khi tăng nhiệt độ, hệ số p giảm do hiệu ứng Doppler.

Hiệu ứng Doppler là hiệu ứng thay đổi dạng của các cộng hưởng hấp thụ do sự thay đổi tốc độ chuyển động của các nguyên tử và phân tử của môi trường. Có thể giải thích hiệu ứng này một cách định tính như sau. Nếu các hạt nhân bia đứng yên thì độ rộng các đỉnh cộng hưởng rất bé. Khi nhiệt độ môi trường tăng, tốc độ chuyển động của các hạt nhân bia tăng lên. Với một năng lượng nào đó của nơtrôn, năng lượng tương đối của nơtrôn và hạt nhân bia tăng lên khi hạt nhân bia chuyển động ngược chiều với nơtrôn và giảm đi khi hạt nhân bia chuyển động cùng chiều với nơtrôn. Vì vậy chỉ một phần nơtrôn với năng lượng E_r tương tác với hạt nhân với tiết diện cực đại σ_r còn phần nơtrôn còn lại tương tác với năng lượng lớn hơn hoặc bé hơn E_r, nghĩa là với tiết diện bé hơn. Kết quả là tiết diện tại năng lượng E_r bé hơn giá trị σ_r khi hạt nhân bia đứng yên. Mặt khác với năng lượng nơtrôn ở lân cận miền E_r, các nơtrôn tương tác với hạt nhân không chỉ với tiết diện bé ở phần giảm của tiết diện mà còn với tiết diện lớn gần cỡ σ_r, do đó các cánh của hai bên đường cong cộng hưởng tăng lên. Kết quả là do nhiệt độ môi trường tăng, độ cao đỉnh cộng hưởng giảm đi và các cánh hai bên giãn rộng ra. Tuy nhiên, sự giãn nở Doppler này không thay đổi diện tích của đỉnh cộng hưởng (hình 5.7).

Bây giờ ta hãy xét ảnh hưởng của hiệu ứng Doppler lên xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng. Đối với môi trường đồng nhất có nồng độ hạt nhân uran thấp thì nơtrôn sẽ tương tác với không quá một hạt nhân uran giữa hai va chạm với các hạt nhân làm chậm. Khi đó xác suất hấp thụ được xác định bởi sự phụ thuộc tiết diện hấp thụ vào năng lượng và sự phân bố năng lượng tương đối giữa hạt nhân và nơtrôn, tức là vào diện tích đỉnh cộng hưởng. Do diện tích này không đổi nên xác suất hấp thụ cũng không đổi. Cũng với môi trường đồng nhất nhưng ta tăng nồng độ hạt nhân uran lên thì nơtrôn sẽ tương tác với một số hạt nhân uran giữa hai va chạm với các hạt nhân làm chậm. Khi đó nếu nơtrôn có năng lượng tương đối ứng với cánh của đường cong cộng hưởng sẽ không bị hấp thụ ở nhiệt độ môi trường bé. Tuy nhiên nó có thể bị hấp thụ ở nhiệt độ môi trường lớn vì một phần các hạt nhân có năng lượng chuyển động tương đối ứng với tiết diện có giá trị lớn. Như vậy xác suất hấp thụ tăng lên ở nhiệt độ lớn và làm giảm xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng. Cần lưu ý rằng sự giảm độ lớn tiết diện tại năng lượng E_r không ảnh hưởng đáng kể đến số nơtrôn được hấp thụ và tiết diện tại đỉnh cộng hưởng vẫn còn khá lớn và thực tế tất cả các nơtrôn với năng lượng E_r bị hấp thụ trong lần va chạm đầu tiên với các hạt nhân uran.



Hình 5.7. **Sự giãn nở đỉnh cộng hưởng do hiệu ứng Doppler**

Đối với môi trường không đồng nhất, trong khối nhiên liệu nồng độ hạt nhân uran rất cao, do đó xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng phụ thuộc nhiệt độ. Như vậy nói chung hiệu ứng Doppler dẫn tới hệ số nhiệt độ âm.

Nói tóm lại, các hiệu ứng nhiệt độ dẫn tới các hệ số nhiệt độ có độ lớn và dấu khác nhau. Để lò làm việc ổn định cần thiết kế vùng hoạt sao cho hệ số nhiệt độ có giá trị âm. Thông thường đối với lò nước – nước hoặc nước nặng $\alpha_T \approx -(2 \div 4).10^{-4}$ còn đối với lò graphit $\alpha_T \approx -(0,3 \div 0,6).10^{-4}$.

5.6. HIỆU ỨNG CÔNG SUẤT CỦA ĐỘ PHẢN ỨNG

Sự thay đổi công suất của lò phản ứng kéo theo sự thay đổi độ phản ứng. Đó là hiệu ứng công suất. Đại lượng đặc trưng cho hiệu ứng công suất là *hệ số công suất của độ phản ứng*:

$$\alpha_Q = \frac{d\rho}{dQ} \tag{5.95}$$

Mặc dầu khi tăng công suất thì nhiệt độ vùng hoạt cũng tăng, song trong lò phản ứng không đồng nhất với sự tải nhiệt cưỡng bức, các hệ số nhiệt độ và hệ số công suất không tỷ lệ với nhau. Đó là do sự phân bố nhiệt độ không giống nhau trong thanh nhiên liệu và trong chất tải nhiệt : chất tải nhiệt có nhiệt độ thấp còn thanh nhiên liệu có nhiệt độ cao. Sự chênh lệch nhiệt độ này khác nhau ở những mức công suất khác nhau, đặc biệt là trong quá trình quá độ. Phần lớn năng lượng tỏa ra do phản ứng phân hạch phân bố trong thanh nhiên liệu và khi tăng công suất, thanh nhiên liệu bị nóng nhanh hơn các vật liệu khác của vùng hoạt. Do đó hệ số công suất động có thể khác với hệ số công suất tĩnh. Hệ số công suất động trong quá trình quá độ trước tiên được xác định bởi các hệ số nhiệt độ của thanh nhiên liệu vì nhiệt độ nhiên liệu thay đổi đồng thời với sự thay đổi công suất. Đối với chất tải nhiệt và các vật liệu

khác của vùng hoạt, nhiệt độ thay đổi chậm từ vài phần mười giây đến vài gây sau khi tăng công suất. Vì vậy hiệu ứng nhiệt độ mật độ xẩy ra muộn hơn. Cũng như vậy, hiệu ứng nhiệt độ do sự cứng phổ nơtrôn cũng xẩy ra chậm vài giây. Ngược lại hiệu ứng nhiệt độ Doppler xẩy ra tức thời và chính nó xác định hệ số công suất, nhờ đó hệ số công suất là đại lượng âm.

Trong thực tế có thể cùng xác định hiệu ứng nhiệt độ và hiệu ứng công suất. Tuy nhiên trong các lò phản ứng việc đo nhiệt độ trong vùng hoạt gặp nhiều khó khăn nên người ta thường xác định hệ số công suất.

5.7. ĐỘ HIỆU DỤNG CỦA CÁC THANH ĐIỀU KHIỂN

5.7.1. Hệ thống điều khiển lò phản ứng

Hệ thống điều khiển có nhiệm vụ điều khiển và bảo vệ lò phản ứng. Hệ thống điều khiển thường gồm các detector để đo dòng nơtrôn của vùng hoạt, các hệ thống điện tử thu nhận và xử lý thông tin từ các detector nơtrôn và hệ cơ cấu chấp hành để điều khiển công suất lò phản ứng. Trong cơ cấu chấp hành có các thanh điều khiển bằng các vật liệu hấp thụ mạnh nơtrôn nhiệt như bo, hafni, cadmi, indi, thép v.v..

Hệ thống điều khiển đảm bảo thực hiện các quá trình khởi động lò, thay đổi công suất lò và dừng lò theo kế hoạch hay dừng lò khi có sự cố. Hệ thống điều khiển còn được dùng để bù trừ các hiệu ứng cháy nhiên liệu, hiệu ứng nhiễm độc xênôn và samari, hiệu ứng tạo xỉ, hiệu ứng nhiệt độ, hiệu ứng công suất v.v.. Thông thường ở đầu chu trình làm việc của lò phản ứng, người ta đưa nhiên liệu vào lò phản ứng nhiều hơn lượng nhiên liệu cần thiết để lò đạt trạng thái tới hạn, do đó lò có một độ phản ứng dư. Độ phản ứng dư này được bù trừ bằng các thanh hấp thụ.

Các thanh hấp thụ hay các thanh điều khiển được chia thành 3 loại, phụ thuộc vào chức năng của chúng. Các thanh bù trừ có nhiệm vụ bù trừ độ phản ứng dương dự trữ của lò và các độ phản ứng âm do các hiệu ứng cháy nhiên liệu, hiệu ứng nhiễm độc, hiệu ứng nhiệt độ và hiệu ứng công suất. Ở thời điểm đầu chu trình làm việc của lò phản ứng, các thanh này được nhúng sâu vào vùng hoạt để bù trừ độ phản ứng dư. Trong quá trình làm việc, chúng được rút lên dần để bù trừ độ phản ứng âm do các hiệu ứng kể trên.

Các thanh bảo vệ sự cố có nhiệm vụ dập lò khi có dấu hiệu sự cố lò. Trong lúc lò làm việc chúng được đưa lên khỏi vùng hoạt và để dập lò theo sự cố, chúng rơi nhanh vào vùng hoạt, đưa độ phản ứng âm vào lò.

Các thanh điều khiển tự động có nhiệm vụ giữ công suất lò ở mức cố định. Chúng bù trừ sự thay đổi nhỏ độ phản ứng do các nguyên nhân ngẫu nhiên. Có thể nói các thanh bù trừ có nhiệm vụ bù trừ thô độ phản ứng còn các thanh điều khiển tự động bù trừ tinh độ phản ứng.

Các thanh bảo vệ sự cố, các thanh bù trừ và các thanh điều khiển tự động có thể cấu tạo từ các vật liệu khác nhau. Do đó chúng có độ hiệu dụng khác nhau. Mặt khác mỗi thanh có thể chuyển động trong vùng hoạt, thường là nhúng vào vùng hoạt ở những độ sâu khác nhau, do đó cần xem sự phụ thuộc độ hiệu dụng của thanh hấp thụ vào độ sâu của của chúng trong vùng hoạt. Tính chất này được gọi là đặc trưng tích phân của thanh hấp thụ.

5.7.2. Bán kính hiệu dụng của thanh điều khiển

Ta xét một thanh hấp thụ có dạng hình trụ với bán kính R_T. Do thanh này hấp thụ mạnh nơtrôn nên có thể coi mật độ thông lượng nơtrôn bằng 0 tại một điểm nào đó bên trong thanh. Như vậy thanh hấp thụ có bán kính hiệu dụng $R_{T,eff}$ nhỏ hơn bán kính hình học R_T. Đại lượng này được xác định theo biểu thức :

$$R_{T,eff} = R_T \exp(-\gamma\, \lambda_{tr} / R_T) \qquad (5.96)$$

trong đó, λ_{tr} là độ dài dịch chuyển nơtrôn trong môi trường chung quanh thanh hấp thụ còn γ là thông số được xác định bởi tính chất của thanh, môi trường xung quanh và kích thước hình học của thanh. Hệ số γ đối với thanh đen tuyệt đối được xác định theo biểu thức:

$$\gamma = \frac{4}{3} - \frac{R_T}{\lambda_{tr}} F\left(\frac{R_T}{\lambda_{tr}}\right) \qquad (5.97)$$

với hàm $F\left(\frac{R_T}{\lambda_{tr}}\right)$ cho trên bảng 5.6.

***Bảng 5.6**. Các giá trị của hàm F*

$\frac{R_T}{\lambda_{tr}}$	F	$\frac{R_T}{\lambda_{tr}}$	F	$\frac{R_T}{\lambda_{tr}}$	F	$\frac{R_T}{\lambda_{tr}}$	F
0,1	1,8	0,4	0,9	0,7	0,6	1	0,5
0,2	1,3	0,5	0,8	0,8	0,6	5	0,1
0,3	1,1	0,6	0,7	0,9	0,5	10	0,06

5.7.2. Độ hiệu dụng của thanh điều khiển

Ta hãy xét một thanh điều khiển có dạng hình trụ bán kính R_T, chiều cao H đặt tại trục vùng hoạt đồng nhất hình trụ bán kính R, chiều cao H. Giả sử bán kính thanh điều khiển rất bé so với bán kính vùng hoạt và bán kính vùng hoạt lớn hơn độ dài khuếch tán của nơtrôn trong môi trường vùng hoạt.

Mật độ thông lượng nơtrôn thỏa mãn phương trình khuếch tán dừng :

$$\Delta\Phi + B^2\Phi = 0 \qquad (5.98)$$

Trong phép *gần đúng một nhóm nơtrôn*, B^2 được xác định theo biểu thức :

$$\frac{k}{1+B^2M^2}=1 \qquad (5.99)$$

Ta hãy giải phương trình (5.98) và xác định thông số B_0^2 khi không có thanh điều khiển trong vùng hoạt. Trong hệ tọa độ trụ phương trình (5.98) có dạng :

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2}+\frac{1}{2}\frac{\partial\Phi}{\partial r}+\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}+B_0^2\Phi=0\,. \qquad (5.100)$$

Viết hàm $\Phi(r,z) = \Phi_1(r)\Phi_2(z)$ thì phương trình chuyển thành hệ hai phương trình :

$$\frac{1}{\Phi_1}\left(\frac{d^2\Phi_1}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d\Phi_1}{dr}\right)=-\alpha_0^2 \qquad (5.101)$$

$$\frac{1}{\Phi_2}\frac{d^2\Phi_2}{dz^2}=-\beta_0^2\,. \qquad (5.102)$$

trong đó :

$$\alpha_0^2+\beta_0^2=B_0^2 \qquad (5.103)$$

Nghiệm phương trình (5.102) có dạng :

$$\Phi_2(z)=A_1\cos(\beta_0 z)+A_2\sin(\beta_0 z)\,. \qquad (5.104)$$

Khi z = 0 thì $\frac{d\Phi_2}{dt}=0$ do điều kiện đối xứng. Vì vậy $A_2 = 0$. Do đó :

$$\Phi_2(z) = A_1\cos(\beta_0 Z) \qquad (5.105)$$

Khi $z=\pm\frac{H}{2}$ thì $\Phi_2\left(\pm\frac{H}{2}\right)=0$. Từ đó ta có :

$$\beta_0=\frac{\pi}{H} \qquad (5.106)$$

Nghiệm phương trình (5.101) có dạng :

$$\Phi_1(r)=A_3J_0(\alpha_0 r)+A_4Y_0(\alpha_0 r) \qquad (5.107)$$

trong đó J_0 và Y_0 là các hàm Bessel bậc 0 loại 1 và loại 2. Khi r = 0 thì $Y_0(0) = -\infty$, do đó $A_4 = 0$. Như vậy:

$$\Phi_1(r) = A_3 J_0(\alpha_0 r). \tag{5.108}$$

Khi r = R thì $\Phi(R) = 0$, do đó $J_0(\alpha_0 R) = 0$. Từ đó ta có :

$$\alpha_0 = \frac{2{,}405}{R}. \tag{5.109}$$

Hệ số nhân của vùng hoạt khi không có thanh điều khiển được xác định từ (5.99) với $B^2 = B_0^2$

$$k_0 = (\alpha_0^2 + \beta_0^2)M^2 + 1. \tag{5.110}$$

Bây giờ ta xét trường hợp khi thanh điều khiển đặt hoàn toàn vào vùng hoạt tại trục hình trụ. Khi đó phương trình khuếch tán dừng vẫn có dạng (5.100) với B_0^2 thay bằng

$$B^2 = \alpha^2 + \beta^2. \tag{5.111}$$

Sử dụng phương pháp phân ly biến số và giải phương trình đối với hàm $\Phi_2(z)$ ta cũng được :

$$\beta = \beta_0 = \frac{\pi}{H} \tag{5.112}$$

Hàm $\Phi_1(r)$ thỏa mãn phương trình :

$$\frac{d^2\Phi_1}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\Phi_1}{dr} + \alpha^2\Phi_1 = 0. \tag{5.113}$$

Nghiệm phương trình này có dạng :

$$\Phi_1(r) = A\,J_0(\alpha r) + CY_0(\alpha r)$$

Các điều kiện biên như sau :

$$\Phi_1(R_{T,eff}) = 0 \text{ và } \Phi_1(R) = 0.$$

Các điều kiện này dẫn tới :

$$AJ_0(\alpha R_{T,eff}) + CY(\alpha R_{T,eff}) = 0$$

$$AJ_0(\alpha R) + CY_0(\alpha R) = 0.$$

Từ đó suy ra :

$$\frac{J_0(\alpha R_{T,eff})}{Y_0(\alpha R_{T,eff})} = \frac{J_0(\alpha R)}{Y_0(\alpha R)}. \tag{5.114}$$

Phương trình này cho phép xác định thông số α. Khi có mặt thanh hấp thụ, hệ số nhân bằng :

$$k = (\alpha^2 + \beta^2)M^2 + 1. \tag{5.115}$$

Độ hiệu dụng của thanh điều khiển như sau :

$$\Delta k = k - k_0 = (\alpha^2 - \alpha_0^2)\, M^2. \tag{5.116}$$

Giả sử đại lượng M^2 không thay đổi khi đưa thanh điều khiển vào vùng hoạt. Khi $R_{T,eff} << R$ thì đại lượng α thay đổi bé do việc có mặt thanh điều khiển. Khi đó có thể viết :

$$\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha$$

với $\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} << 1$. Khi đó hàm $J_0(\alpha R)$ có thể khai triển theo biến số $\Delta\alpha.R$:

$$J_0(\alpha R) = J_0[(\alpha_0 + \Delta\alpha)R] = J_0(\alpha_0 R) + \frac{dJ_0(\alpha_0 R)}{d(\alpha_0 R)}\Delta\alpha R$$

$$= J_0(\alpha_0 R) - J_1(\alpha_0 R)\Delta\alpha R.$$

Vì $\alpha_0 R = 2{,}405$ nên $J_0(\alpha_0 R) = 0$ còn $J_1(\alpha_0 R) = 0{,}519$. Từ đó ta có:

$$J_0(\alpha R) = -0{,}519\Delta\alpha R. \tag{5.117}$$

Do $\alpha - \alpha_0$ bé nên có thể viết :

$$Y_0(\alpha R) \approx Y_0(\alpha_0 R) \approx 0{,}51. \tag{5.118}$$

Với các giá trị bé $R_{T,eff}$ ta có $\alpha R_{T,eff} << 1$, khi đó :

$$J_0(\alpha R_{T,eff}) \approx 1 \tag{5.119}$$

$$Y_0(\alpha R_{t,eff}) \approx -\frac{2}{\pi}\left(0{,}116 + \ln\frac{R}{2{,}405 R_{T,eff}}\right). \tag{5.120}$$

Đặt các biểu thức (5.117) – (5.120) vào phương trình (5.114) ta được :

$$\Delta\alpha = \frac{0{,}51\pi}{2\times 0{,}519R\left[0{,}116+\ln\left(\frac{R}{2{,}405R_{T,eff}}\right)\right]}. \quad (5.121)$$

Do α - α_0 bé nên biểu thức (5.116) có dạng gần đúng:

$$\Delta k = \left(\alpha^2-\alpha_0^2\right)M^2 = \left(\alpha+\alpha_0\right)\left(\alpha-\alpha_0\right)M^2$$

$$\approx 2\Delta\alpha.\alpha_0.M^2 = 2.\frac{2{,}405}{R}\Delta\alpha.M^2. \quad (5.122)$$

Thay (5.121) vào (5.122) ta được :

$$\Delta k = \frac{7{,}5M^2}{R^2\left[0{,}116+\ln\left(\frac{R}{2{,}405R_{T,eff}}\right)\right]}. \quad (5.123)$$

Biểu thức này cho thấy rằng, độ hiệu dụng của thanh điều khiển phụ thuộc chủ yếu vào các tính chất của vùng hoạt và kích thước của vùng hoạt. Nó phụ thuộc không đáng kể vào kích thước của bản thân thanh điều khiển. Trong lò phản ứng có kích thước lớn theo công thức (5.123) độ hiệu dụng của một thanh điều khiển bé, do đó để bù trừ độ phản ứng dư cần dùng nhiều thanh điều khiển.

Chúng ta không dẫn ra các phép tính chi tiết trong phép gần đúng hai nhóm nơtrôn. Kết quả tính toán đối với phép gần đúng hai nhóm cho độ hiệu dụng của thanh điều khiển đặt tại trục vùng hoạt có dạng sau đây :

$$\Delta k = \frac{7{,}5M^2}{R^2\left[0{,}116\left(1+\frac{\tau}{L^2}\right)+\left(\frac{\tau}{L^2}\right)\times\ln\left(\frac{L\sqrt{\tau}}{MR_{T,eff}}\right)+\ln\left(\frac{R}{2{,}405R_{T,eff}}\right)\right]} \quad (5.124)$$

Các công thức (5.123) và (5.124) cho phép đánh giá gần đúng độ hiệu dụng các thanh điều khiển đặt tại trục vùng hoạt có dạng hình trụ. Công thức (5.123) cho kết quả cao hơn thực tế và lớn cỡ gấp đôi kết quả tính theo công thức (5.124) trong trường hợp $L^2 = \tau$. Khi không kể đến các nơtrôn nhanh thì $\tau = 0$ và nếu thay $M^2 = L^2$ thì (5.124) có dạng :

$$\Delta k = \frac{7{,}5L^2}{R^2\left[0{,}116 + \ln\left(\frac{R}{2{,}405R_{T,eff}}\right)\right]}. \tag{5.125}$$

Biểu thức (5.125) khác (5.123) ở tử số, trong đó L^2 thay cho M^2. Biểu thức (5.125) cho kết quả tốt hơn biểu thức (5.123).

5.7.3 Đặc trưng tích phân của thanh điều khiển

Khi rút dần thanh điều khiển (thanh hấp thụ) ra khỏi vùng hoạt, độ hiệu dụng của nó giảm đi. Nếu bán kính thanh điều khiển bé hơn nhiều so với bán kính vùng hoạt thì theo lý thuyết nhiễu loạn, độ hiệu dụng của thanh phụ thuộc vào bình phương mật độ thông lượng nơtrôn :

$$\Delta k(z) = \Delta k_0 \frac{\int_0^z \Phi^2(z)dz}{\int_0^H \Phi^2(z)dz} \tag{5.126}$$

trong đó, Δk_0 là độ hiệu dụng toàn phần của thanh khi nó được nhúng hoàn toàn vào vùng hoạt.

Coi mật độ thông lượng nơtrôn phụ thuộc tọa độ z theo quy luật :

$$\Phi(z) = \Phi_0 \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right)$$

thì biểu thức (5.126) trở thành :

$$\Delta k = \Delta k_0 \frac{z}{H}\left[1 - \frac{\sin(2\pi z/H)}{2\pi z/H}\right] \qquad (5.127)$$

Từ biểu thức (5.127) ta suy ra một số kết luận sau đây.

Khi $z = \frac{H}{2}$ thì $\Delta k = \frac{\Delta k_0}{2}$, nghĩa là độ hiệu dụng của thanh nhúng một nửa bằng một nửa độ hiệu dụng của nó trong trường hợp nhúng hoàn toàn vào vùng hoạt.

Khi z gần với $\frac{H}{2}$ thì :

$$\Delta k \approx \Delta k_0 \frac{z}{H} \qquad (5.128)$$

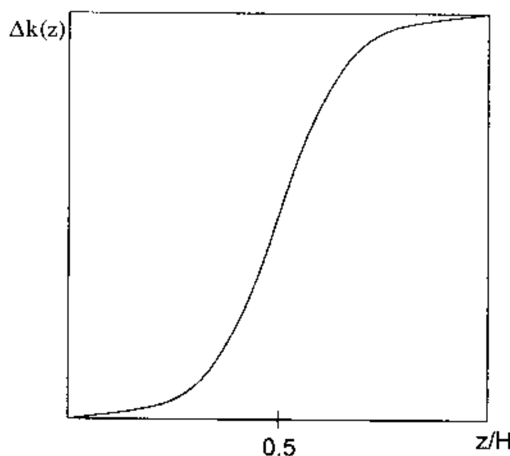
nghĩa là độ hiệu dụng phụ thuộc tuyến tính vào z. Khi $\frac{z}{H}$ bé thì:

$$\frac{\sin\left(\frac{2\pi z}{H}\right)}{\frac{2\pi z}{H}} \approx 1 - \frac{1}{6}\left(\frac{2\pi z}{H}\right)^2$$

do đó (5.127) có dạng :

$$\Delta k \approx \Delta k_0 \frac{4\pi^2}{6}\left(\frac{z}{H}\right)^3 \qquad (5.129)$$

tức là Δk phụ thuộc vào z theo hàm $\left(\frac{z}{H}\right)^3$.



Hình 5.8. **Đặc trưng tích phân của thanh điều khiển**

Trên hình 5.8 trình bày đặc trưng tích phân của thanh điều khiển. Từ hình này thấy rằng khi dịch chuyển ở gần mặt trên hoặc đáy dưới vùng hoạt thì độ hiệu dụng thay đổi ít còn tại gần tâm vùng hoạt độ hiệu dụng thay đổi gần như tuyến tính. Như vậy độ hiệu dụng của thanh tập trung chủ yếu vào phần giữa vùng hoạt và thực tế có thể sử dụng thanh điều khiển có kích thước ngắn hơn độ cao vùng hoạt.

Chương 6

XÁC ĐỊNH THỰC NGHIỆM CÁC THÔNG SỐ VẬT LÝ LÒ

Để tính toán thiết kế lò phản ứng cần biết các thông số đặc trưng cho sự tương tác của nơtrôn với môi trường vật chất như các thông số của quá trình làm chậm và khuếch tán nơtrôn trong môi trường, các thông số của nơtrôn tức thời và nơtrôn trễ v.v. Sau khi thiết kế và lắp ráp lò cần xác định bằng thực nghiệm các thông số vật lý lò như kích thước tới hạn và khối lượng tới hạn của vùng hoạt, các đặc trưng vi phân, tích phân và độ hiệu dụng của các thanh điều khiển, các hiệu ứng nhiệt độ, công suất và độ nhiễm độc xênôn.v.v. Trong chương này sẽ trình bày một số phương pháp thực nghiệm xác định các thông số vật lý lò nói trên.

6.1. CÁC PHƯƠNG PHÁP GHI ĐO NƠTRÔN

Muốn xác định các thông số vật lý lò cần thiết ghi đo nơtrôn. Khi đi qua môi trường vật chất, các nơtrôn không trực tiếp iôn hóa các nguyên tử và phân tử môi trường như các hạt tích điện. Vì vậy việc ghi đo nơtrôn được tiến hành nhờ các hiệu ứng thứ cấp xuất hiện do sự tương tác nơtrôn với vật chất. Các phương pháp ghi đo nơtrôn nói chung được chia thành hai loại, gồm phương pháp sử dụng các detector nơtrôn và các phương pháp kích hoạt nơtrôn.

6.1.1. Các detector nơtrôn

Trong các detector nơtrôn xảy ra các phản ứng hạt nhân dưới tác dụng của nơtrôn, từ đó sinh ra các hạt tích điện. Đó là các phản

ứng ${}^{10}_{5}B(n,\alpha){}^{7}_{3}Li$, ${}^{6}_{3}Li(n,\alpha){}^{3}_{1}H$, ${}^{3}_{2}He(n,p){}^{3}_{1}H$ và phản ứng phân hạch ${}^{235}U(n,f)$. Các detector nơtrôn ghi đo nơtrôn thông qua việc ghi đo các hạt tích điện xuất hiện từ các phản ứng nói trên. Cấu trúc các detector nơtrôn gồm hai điện cực, thường một điện cực có dạng ống hình trụ, giữa hai điện cực là môi trường khí. Các hạt tích điện iôn hóa môi trường khí và dưới tác dụng của hiệu điện thế đặt trên các điện cực, trong detector xuất hiện một dòng điện. Dòng điện này được ghi lại nhờ một mạch điện tử xử lý nối ở lối ra detector. Các hạt nhân ${}^{10}_{5}B$, ${}^{6}_{3}Li$, ${}^{3}_{2}He$ và ${}^{235}U$ được gắn trên điện cực hoặc trộn vào môi trường khí của detector để làm bia biến đổi từ nơtrôn sang các hạt tích điện α, p hay các mảnh vỡ phân hạch. Tùy thuộc vào hiệu điện thế đặt trên các điện cực mà các detector nơtrôn được phân thành buồng ion hóa hay ống đếm tỷ lệ. Các buồng ion hóa hay ống đếm tỷ lệ thường chứa các vật liệu bia nhẹ như ${}^{10}_{5}B$, ${}^{6}_{3}Li$, ${}^{3}_{2}He$. Buồng ion hóa chứa bia ${}^{235}U$ được gọi là buồng phân hạch.

Đối với detector chứa ${}^{10}_{5}B$, hạt α thứ cấp có năng lượng 1,6 MeV và hạt nhân ${}^{6}_{3}Li$ có năng lượng 0,9 MeV. Tiết diện hấp thụ ${}^{10}_{5}B(n,\alpha){}^{6}_{3}Li$ ở năng lượng nơtrôn nhiệt 0,0025 eV là 4010 barns. Khi tăng năng lượng, tiết diện thay đổi theo quy luật 1/v đến 10 KeV. Detector bo có hiệu suất cao ghi các nơtrôn nhiệt. Detector liti có hiệu suất ghi nơtrôn nhiệt thấp hơn 4 lần so với detector bo. Detector chứa ${}^{3}_{2}He$ ghi nơtrôn qua prôtôn có năng lượng 0,8 MeV. Detector heli-3 cũng có hiệu suất ghi nơtrôn nhiệt cao vì tiết diện phản ứng ${}^{3}_{2}He(n,p){}^{3}_{1}H$ đối với nơtrôn nhiệt là 5500 barns. Các buồng phân hạch với bia ${}^{235}U$ được sử dụng chủ yếu để ghi nơtrôn nhiệt vì tiết diện phân hạch bởi nơtrôn nhiệt có giá trị lớn. Các điện cực của buồng phân hạch được phủ lớp hợp chất hoá học của uran, chẳng hạn UO_2. Sau khi uran chiếm nơtrôn, trong lớp này xuất hiện hai mảnh vỡ phân hạch và một phần các mảnh vỡ này đi vào môi trường khí và ion hóa khí. Để ghi đo các nơtrôn nhanh có thể dùng buồng phân hạch với bia là ${}^{238}U$ hay ${}^{232}Th$.

6.1.2. Phương pháp kích hoạt nơtrôn

Trong phương pháp kích hoạt nơtrôn sử dụng các lá dò nơtrôn với kích thước bé để ghi đo mật độ thông lượng nơtrôn một cách gián tiếp. Chiếu lá dò trong trường nơtrôn và đo phổ γ hay bêta của các hạt nhân kích thích sau phản ứng ta suy ra được mật độ thông lượng nơtrôn. Với lá dò có thành phần và kích thước cho trước và hạt nhân kích thích sau phản ứng đã biết ta có số hạt nhân bia N, tiết diện kích hoạt σ và hằng số phân rã λ. Sau 1 s, số hạt nhân kích thích được tích lũy là $\sigma N\Phi$. Cũng trong 1 s, số hạt nhân kích thích bị phân rã λN^*, trong đó N^* là số hạt nhân kích thích. Đến lúc cân bằng giữa số hạt nhân phân rã và số hạt nhân tích lũy ta có $\lambda N^* = \sigma N\Phi$. Như vậy hoạt độ của bia tỷ lệ với mật độ thông lượng nơtrôn Φ, nghĩa là bằng cách đo hoạt độ của bia ta có thể xác định được mật độ thông lượng nơtrôn.

Một ví dụ đo mật độ thông lượng nơtrôn nhiệt bằng phương pháp kích hoạt nơtrôn là sử dụng lá dò indi. Phản ứng xảy ra là $^{115}In(n, \gamma)^{116}In$ và đo hoạt độ của ^{116}In theo β^-. ^{115}In hấp thụ mạnh nơtrôn nhiệt và có tiết diện $\sigma_r \approx 3.10^4$ barn hấp thụ nơtrôn cộng hưởng ở năng lượng 1,45 eV. Để xác định mật độ thông lượng nơtrôn nhiệt ta chiếu indi trong hai trường hợp, trường hợp có bọc cadmi và trường hợp không bọc cadmi. Vì cadmi là vật liệu hấp thụ nơtrôn nhiệt nên bia không bọc cadmi hấp thụ cả nơtrôn nhiệt và nơtrôn cộng hưởng còn bia bọc cadmi chỉ hấp thụ nơtrôn cộng hưởng. Tỷ số các hoạt độ của ^{116}In với bia không bọc cadmi a và có bọc cadmi a_{Cd}.

$$R_{Cd} = \frac{a}{a_{Cd}} \quad (6.1)$$

được gọi là *tỷ số cadmi*. Từ biểu thức này ta suy ra hoạt độ bia ứng với sự hấp thụ nơtrôn nhiệt là :

$$a_T = a - a_{Cd} = (R_{Cd} - 1)\ a_{Cd} \quad (6.2)$$

Do mật độ thông lượng nơtrôn nhiệt Φ_T tỷ lệ với a_T nên ta có thể xác định được mật độ thông lượng nơtrôn nhiệt của trường nơtrôn tại vị trí lá dò indi.

6.2. XÁC ĐỊNH TUỔI NƠTRÔN

Tuổi nơtrôn đặc trưng cho quá trình làm chậm của nơtrôn trong môi trường. Đối với lò phản ứng nơtrôn nhiệt cần xác định tuổi nơtrôn nhiệt τ_T. Theo (2.64) cần xác định khoảng cách từ nguồn nơtrôn nhanh đến vị trí nơtrôn nhanh đã trở thành nơtrôn nhiệt. Tuy nhiên không thể xác định chính xác khoảng cách này vì không thể phân biệt được các nơtrôn vừa trở thành nơtrôn nhiệt và các nơtrôn nhiệt được khuếch tán trong một thời gian nào đó. Vì vậy ta xác định tuổi nơtrôn đối với nơtrôn trên nhiệt và sau đó tính toán hiệu chỉnh bổ sung thêm tuổi nơtrôn từ năng lượng trên nhiệt đến năng lượng nhiệt.

Phép đo tuổi nơtrôn trên nhiệt được thực hiện theo phương pháp chiếu lá dò indi với năng lượng cộng hưởng 1,45 eV có bọc cadmi để khử các nơtrôn nhiệt. Đặt nguồn nơtrôn nhanh vào giữa khối vật liệu làm chậm với kích thước lớn. Các lá dò indi được sắp xếp trong môi trường này tại vị trí cách xa dần nguồn nơtrôn. Như vậy các phép đo lá dò indi cho ta sự phụ thuộc vào hoạt độ phóng xạ các lá dò và khoảng cách từ nguồn. Do hoạt độ phóng xạ của lá dò tỷ lệ với mật độ thông lượng nơtrôn và theo (2.17), mật độ thông lượng nơtrôn tỷ lệ với mật độ làm chậm nơtrôn, nên ta cũng nhận được sự phụ thuộc của mật độ làm chậm nơtrôn theo khoảng cách từ nguồn nơtrôn. Ta viết lại biểu thức (2.63) đối với mật độ làm chậm nơtrôn trong môi trường làm chậm liên tục có nguồn điểm với cường độ S nơtrôn/s:

$$Q(r,\tau) = \frac{S}{(4\pi\tau)^{3/2}} e^{-r^2/4\tau}. \quad (6.3)$$

Vì phép đo cho biết sự phân bố tương đối của hàm Q theo r nên ta có thể viết :

$$Q(r,\tau) = Ke^{-r^2/4\tau} \quad (6.4)$$

hay :

$$\ln Q(r,\tau) = \ln K - \frac{r^2}{4\tau}. \quad (6.5)$$

Bằng phương pháp bình hương tối thiểu ta khớp hàm (6.5) với số liệu thực nghiệm để xác định được tuổi nơtrôn đối với indi τ_{In}.

Tuổi nơtrôn nhiệt được xác định như sau :

$$\tau_T = \tau_{In} + \tau\,(E_{In} \rightarrow E_T)$$

trong đó, $\tau\,(E_{In} \rightarrow E_T)$ là số hạng hiệu chỉnh dựa trên lý thuyết nhiệt hoá nơtrôn. Kết quả thí nghiệm và tính toán hiệu chỉnh được trình bày trên bảng 6.1

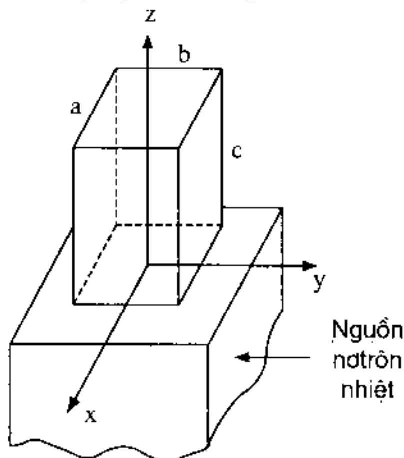
***Bảng 6.1.* Các giá trị thực nghiệm tuổi nơtrôn đối với một số chất làm chậm**

Chất làm chậm	τ_{In} (cm^2)	$\tau\,(E \rightarrow E_T)$ (cm^2)	τ_T (cm^2)
H_2O	~26	~1	~27
D_2O	111	~20	~131
Be	85	~17	~102
BeO	80	~20	~100
C	311	~57	~368

6.3. XÁC ĐỊNH ĐỘ DÀI KHUẾCH TÁN CỦA NƠTRÔN NHIỆT

Để xác định độ dài khuếch tán của nơtrôn nhiệt ta sử dụng nguồn nơtrôn nhiệt của lò phản ứng hoặc của nguồn nơtrôn nhanh nhân tạo, ví dụ nguồn Ra-Be, kết hợp với một khối graphit làm

chậm bổ sung. Trên hình 6.1 trình bày mô hình thí nghiệm, trong đó môi trường khuếch tán có dạng hình hộp với kích thước ngoại suy a, b và c, đặt trên đỉnh cột nhiệt của lò phản ứng. Có thể thay cột nhiệt bằng một khối graphit với nguồn Ra-Be đặt ở dưới đáy.



***Hình 6.1.* Mô hình thí nghiệm xác định độ dài khuếch tán của nơtrôn nhiệt**

Phương trình dừng đối với mật độ thông lượng nơtrôn nhiệt là

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}-\frac{1}{L^2}\Phi=0 \qquad (6.7)$$

Giải phương trình này với điều kiện hàm Φ triệt tiêu tại biên ngoại suy và hàm Φ(x,y,z) là hàm số chẵn đối với các biến x và y, ta có :

$$\Phi(x,y,z)=\sum_{m,n,lẻ}A_{mn}sh\left[\gamma_{mn}(c-z)\right]\cos\frac{m\pi x}{a}\cos\frac{n\pi y}{a} \qquad (6.8)$$

trong đó :

$$A_{mn}=\frac{4}{a^2 sh(\gamma_{mn}c)}\int_{-a/2}^{a/2}\int_{-a/2}^{a/2}\Phi(x,y,0)\cos\frac{m\pi x}{a}\cos\frac{n\pi y}{a}dxdy \qquad (6.9)$$

$$\gamma_{mn}^2 = \frac{1}{L^2} + \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 . \qquad (6.10)$$

Ta xét sự phân bố của hàm Φ theo trục z, tức là trong biểu thức (6.8) ta đặt x = y = 0 :

$$\Phi(0,0,z) = \sum_{m,n,lẻ} A_{mn} sh\left[\gamma_{mn}(c-z)\right] = \frac{1}{2}\sum_{m,n,lẻ} A_{mn}\left[e^{\gamma_{mn}(c-z)} - e^{-\gamma_{mn}(c-z)}\right]. \quad (6.11)$$

Để xác định độ dài khuếch tán L từ biểu thức (6.10) ta thấy rằng phải xác định các thông số γ_{mn}. Muốn vậy ta đặt các lá dò indi dọc theo trục z để đo phân bố tương đối của mật độ thông lượng nơtrôn nhiệt theo chiều cao và so sánh hàm phân bố này với hàm (6.11). Bằng phương pháp bình phương tối thiểu xác định được các thông số γ_{mn} và từ (6.10) xác định được L^2. Ta chọn kích thước khối vật liệu thí nghiệm có chiều cao c lớn hơn nhiều so với L, do đó phép đo không cần thiết thực hiện đến đỉnh khối.

Ta chọn kích thước sao cho $\gamma_{11}(c\text{-}z) > 1$, khi đó các giá trị khác $\gamma_{mn}(c\text{-}z) > 1$ vì γ_{mn} tăng theo m, n. Như vậy biểu thức (6.11) trở thành :

$$\Phi(0,0,z) = \sum_{m,n\ lẻ} C_{mn} e^{-\gamma_{mn} z} = C_{11} e^{-\gamma_{11} z} + C_{13} e^{-\gamma_{11} z} + \ldots . \qquad (6.12)$$

Do $\gamma_{11} < \gamma_{13}$, $\gamma_{13} < \gamma_{15}$ v.v. nên trong phép gần đúng đầu tiên ta có thể viết :

$$\Phi(0,0,z) \approx C_{11}\, e^{-\gamma_{11} z} \qquad (6.13)$$

$$\ln \Phi(0,0,z) = \ln C_{11} - \gamma_{11} z. \qquad (6.14)$$

Làm khớp sự phân bố thực nghiệm với hàm phân bố (6.14) ta xác định được γ_{11} và từ (6.10) ta nhận được :

$$\frac{1}{L^2} = \gamma_{11}^2 - 2\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 . \qquad (6.15)$$

6.4. XÁC ĐỊNH LAPLACIEN VẬT LIỆU

Việc xác định Laplacien vật liệu B_m^2 cho phép tính được các kích thước tới hạn của vùng hoạt như đã trình bày trong mục 3.3 nhờ hệ thức $B_g^2 = B_m^2$. Mặt khác đối với vùng hoạt có kích thước lớn hơn thì Laplacien vật liệu được biểu thị qua hệ số nhân k_∞ và diện tích phát xạ M^2 theo biểu thức :

$$B_m^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2} . \tag{6.16}$$

Từ biểu thức này thấy rằng, nếu xác định được B_m và k_∞ ta có thể suy ra M^2. Để xác định Laplacien vật liệu B_m^2 ta sử dụng cơ cấu dưới tới hạn có cấu hình giống cấu hình vùng hoạt cần khảo sát. Giả sử ở đây ta sử dụng cấu hình có dạng hình hộp với kích thước ngoại suy a, b, c, ứng với các trục x, y và z. Đặt nguồn nơtrôn điểm vào dưới cơ cấu này, trong một khối graphít bổ sung để làm chậm nơtrôn. Mật độ thông lượng nơtrôn trong cơ cấu được miêu tả bởi phương trình dừng :

$$\Delta\Phi + B_m^2\Phi = 0. \tag{6.17}$$

Đặt gốc tọa độ dưới hình hộp và trục z hướng lên trên thì tại các điểm hướng theo trục z cách xa nguồn một khoảng lớn hơn 2 lần độ dài khuếch tán và cách xa mặt trên của khối hình hộp, tương tự như trong mục 6.3 ta có nghiệm phương trình (6.17) dưới dạng :

$$\Phi(x,y,z) = A\cos\frac{\pi x}{a}\cos\frac{\pi y}{b}e^{-\gamma Z} \tag{6.18}$$

trong đó A là hằng số và γ được xác định như sau :

$$\gamma^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 - B_m^2 . \tag{6.19}$$

Tại x = y = 0 thì hàm Φ(x,y,z) có dạng hàm số mũ :

$$\Phi(z) = \Phi(0,0,z) = A\,e^{-\gamma z}. \qquad (6.20)$$

Như vậy hàm số Φ(z) giảm theo hàm số mũ theo trục z. Đặt các lá dò indi dọc theo trục z để đo phân bố tương đối mật độ thông lượng nơtrôn nhiệt trong cơ cấu. Bằng phương pháp bình phương tối thiểu ta làm khớp các giá trị thực nghiệm này với hàm Φ(z) theo biểu thức (6.20). Từ đó suy ra giá trị γ và theo (6.19) ta xác định được Laplacien vật liệu B_m^2.

6.5. XÁC ĐỊNH THỜI GIAN SỐNG CỦA CÁC NƠTRÔN TỨC THỜI

Thời gian sống của các nơtrôn tức thời ℓ được xác định bởi độ dài hấp thụ λ_a và vận tốc nơtrôn v :

$$\ell = \frac{\lambda_a}{v} = \frac{1}{v\,\Sigma_a}. \qquad (6.21)$$

Trong môi trường khuếch tán hữu hạn với hệ số khuếch tán D và Laplacien hình học B^2 thì do sự rò nơtrôn, thời gian sống hiệu dụng của các nơtrôn tức thời sẽ là :

$$\ell_{eff} = \frac{1}{v\,\Sigma_a + vDB^2}. \qquad (6.22)$$

Thời gian sống của các nơtrôn tức thời ℓ và thời gian sống hiệu dụng ℓ_{eff} được đo nhờ phương pháp xung nơtrôn. Trong thí nghiệm sử dụng môi trường khuếch tán nơtrôn (không có nhiên liệu) và đưa xung nơtrôn với độ dài cỡ 0,1 ms với tần số lặp lại cỡ vài ms từ máy phát nơtrôn hay từ hệ thống gồm máy gia tốc Van de Graff kết hợp với bia berili. Dùng detector nơtrôn ghi số đếm nơtrôn nhiệt và xác định phân bố số đếm theo thời gian trên máy phân tích thời gian nhiều kênh. Phổ thời gian của số đếm nơtrôn được theo dõi sau khi đưa xung nơtrôn vào môi trường khảo sát. Sau khi xuất hiện xung nơtrôn, quá trình làm chậm và khuếch tán

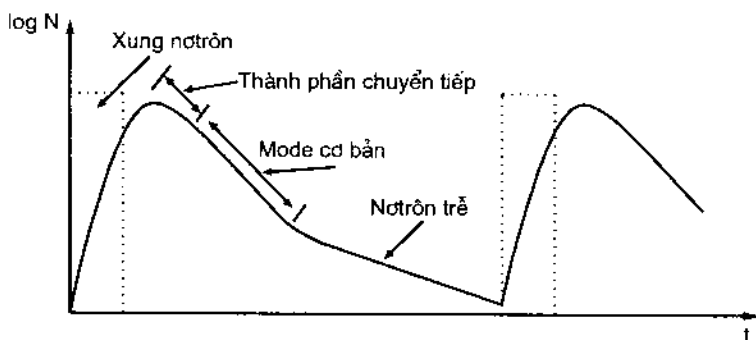
các nơtrôn nhanh có thể chia thành 3 giai đoạn: làm chậm, nhiệt hóa và khuếch tán. Nơtrôn nhanh được làm chậm đến năng lượng cỡ 0,5 eV, trong giai đoạn này chất làm chậm được xem như môi trường các nguyên tử tự do. Nhiệt hóa là các quá trình làm chậm tiếp theo dưới năng lượng 0,5 eV, trong đó các nơtrôn bước sóng dài tương tác không phải với các nguyên tử riêng biệt mà với các phân tử hoặc các cấu trúc tinh thể của môi trường làm chậm. Sau khi các nơtrôn cân bằng nhiệt với môi trường bắt đầu giai đoạn khuếch tán, khi đó mode tiệm cận, hay mode cơ bản của phân bố nơtrôn tức thời phân rã theo hàm số mũ. Trong thí nghiệm ta theo dõi sự giảm số đếm theo thời gian trong khoảng thời gian đủ lâu để có thể bỏ qua thành phần chuyển tiếp do các mode bậc cao và thời gian theo dõi cũng đủ ngắn so với thời gian sống của các nơtrôn trễ (hình 6.2).

Để so sánh sự phân bố lý thuyết của mật độ thông lượng nơtrôn với hàm phân bố thực nghiệm ta xét phương trình khuếch tán (2.44) với nguồn nơtrôn xung có dạng hàm delta Dirac :

$$S(\vec{r},t) = S_0 \delta(\vec{r}-\vec{r}_0)\delta(t). \tag{6.23}$$

Khi đó phương trình (2.44) trở thành

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} = D\Delta\Phi - \Sigma_a \Phi + S_0 \delta(\vec{r}-\vec{r}_0)\delta(t). \tag{6.24}$$



***Hình 6.2.* Phân bố số đếm nơtrôn trước và sau xung nơtrôn**

Đặt :

$$\Phi(\vec{r},t) = \sum_n \Psi_n(r) A_n(t) \tag{6.25}$$

$$\delta(\vec{r} - \vec{r}_0) = \sum_n \Psi_n(\vec{r}_0) \Psi_n(\vec{r}) \tag{6.26}$$

trong đó hàm $\Psi_n(\vec{r})$ thỏa mãn phương trình :

$$\Delta\Psi_n(\vec{r}) + B_n^2 \Psi_n(\vec{r}) = 0 \tag{6.27}$$

với điều kiện biên triệt tiêu tại biên giới ngoại suy của môi trường.

Thay các biểu thức (6.25), (6.26) vào phương trình (6.24) và sử dụng phương trình (6.27) ta được phương trình đối với các hàm $A_n(t)$:

$$\frac{dA_n}{dt} = -\frac{1}{\ell_{eff}^{(n)}} A_n + vS_0 \Psi_n(\vec{r}_0) \delta(t) \tag{6.28}$$

trong đó :

$$\ell_{eff}^{(n)} = \frac{1}{v\Sigma_a + vDB_n^2} \tag{6.29}$$

Nghiệm phương trình (6.28) như sau:

$$A_n(t) = [A_n(0) + vS_0\Psi_n(r_0)] \exp[-t / \ell_{eff}^{(n)}] \tag{6.30}$$

hay :

$$A_n(t) = C_n \exp(-\alpha_n t) \tag{6.31}$$

trong đó :

$$\alpha_n = v\Sigma_a + vD B_n^2 \tag{6.32}$$

và C_n là hằng số phụ thuộc vào vị trí nguồn.

Như vậy nghiệm phương trình (6.24) có dạng :

$$\Phi(\vec{r},t) = \sum_n C_n \Psi_n(\vec{r}) e^{\alpha_n t} \tag{6.33}$$

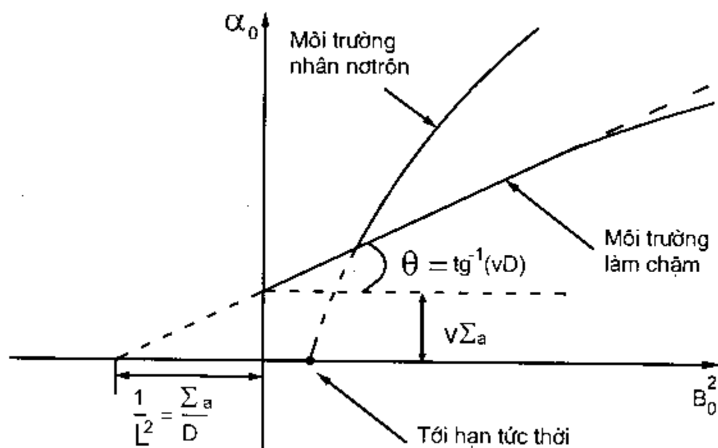
Trong biểu thức (6.33) các hệ số α_n phụ thuộc vào mode thứ n của Laplacien hình học. Số hạng ứng với hằng số phân rã bé nhất α_0 chiếm ưu thế. Số hạng này miêu tả sự phân rã theo mode cơ bản và có dạng :

$$\Phi_0(\vec{r},t) = C_0\Psi_0(\vec{r})e^{-\alpha_0 t} \tag{6.34}$$

trong đó

$$\alpha_0 = v\Sigma_a + vDB_0^2 \tag{6.35}$$

Làm khớp hàm $\Phi_0(\vec{r},t)$ với phân bố thực nghiệm số đếm N/s theo thời gian, bằng phương pháp bình phương tối thiểu ta nhận được giá trị α_0 với kích thước hình học cho trước của môi trường khảo sát. Lặp lại thí nghiệm này với các kích thước hình học khác nhau, tức là với các giá trị B_0^2 khác nhau ta được hàm số $\alpha_0 = f(B_0^2)$ (Hình 6.3).



***Hình** 6.3.* **Sự phụ thuộc α_0 vào B_0^2 đối với môi trường làm chậm nơtrôn và môi trường nhân nơtrôn**

Từ hình này ta suy ra thời gian sống của các nơtrôn tức thời $\ell = \frac{1}{v\,\Sigma_a}$ và tích số vD. Với giá trị vận tốc của nơtrôn nhiệt đã biết ta nhận được giá trị của hệ số khuếch tán D. Từ các số liệu thực nghiệm về $v\Sigma_a$ và vD ta suy ra độ dài khuếch tán $L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$ và độ dài dịch chuyển $\lambda_{tr} = 3D$.

Trên đây ta đã trình bày thí nghiệm xung nơtrôn đối với môi trường làm chậm thuần túy, không có nhiên liệu. Bây giờ ta xét thí nghiệm xung nơtrôn đối với môi trường gồm nhiên liệu và chất làm chậm, tức là môi trường nhân nơtrôn. Đối với môi trường này phương trình (6.24) có dạng :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} = D\,\Delta\Phi - \Sigma_a \Phi + (1-\beta)\nu\Sigma_f \Phi + s_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_0)\delta(t) \qquad (6.36)$$

trong đó, β là suất ra tương đối của các nơtrôn trễ, ν là số nơtrôn sinh ra trên một phân hạch nhiên liệu và Σ_f là tiết diện phân hạch vĩ mô. Giải phương trình (6.36) theo phương pháp đã giải đối với phương trình (6.24).ta được hằng số phân rã α_0 có dạng như sau :

$$\alpha_0 = -\frac{1}{\ell_{eff}^{(0)}}\left[1 - (1-\beta)k_{eff}\right] \qquad (6.37)$$

trong đó : $$\ell_{eff}^{(0)} = \frac{1}{v\Sigma_a + vDB_0^2}$$

và hệ số nhân hiệu dụng :

$$k_{eff} = \frac{\nu\Sigma_f / \Sigma_a}{1 + L^2 B_0^2}. \qquad (6.38)$$

Đối với môi trường ở trạng thái tới hạn, $k_{eff} = 1$, thì biểu thức (6.37) trở thành :

$$\alpha_0 = -\frac{\beta}{\ell_{eff}^{(0)}} = -\beta\left(v\Sigma_a + vDB_0^2\right). \qquad (6.39)$$

Tiến hành các thí nghiệm xung nơtrôn đã miêu tả đối với môi trường làm chậm thuần túy, từ đường thẳng miêu tả sự phụ thuộc $\alpha_0 = f(B_0^2)$ ta nhận được các giá trị β/ℓ và βvD. Với các giá trị β đã biết đối với môi trường khảo sát ta nhận được các giá trị ℓ và D đối với môi trường này.

Trong biểu thức (6.37), số hạng :

$$k_0 = (1 - \beta)k_{eff} \tag{6.40}$$

là hệ số nhân đối với nơtrôn tức thời. Môi trường nhân đạt tới hạn tức thời khi $k_0 = 1$, nghĩa là $\alpha_0 = 0$. Trên hình 6.3 ta có thể xác định giá trị Laplacien hình học để môi trường đạt tới hạn tức thời bằng cách ngoại suy đường cong $\alpha_0 = f(B_0^2)$ trên điểm cắt trục hoành.

6.6. XÁC ĐỊNH THỜI GIAN BÁN RÃ CỦA CÁC NHÓM NƠTRÔN TRỄ

Các nơtrôn trễ được sinh ra do sự phân rã của các mảnh vỡ phân hạch hoạt tính β^-. Chúng được phân thành 6 nhóm có thời gian bán rã phụ thuộc vào thời gian bán rã của các tiền tố sinh ra chúng. Bằng thực nghiệm có thể xác định được suất ra tuyệt đối β_i và thời gian bán rã $T_{1/2,i}$ của các thành phần này. Ta chiếu một mẫu nhỏ vật liệu phân hạch cần khảo sát (^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu...) trong trường nơtrôn của lò phản ứng và dùng hệ detector nơtrôn, chẳng hạn các ống đếm BF_3, ghi số đếm nơtrôn và theo dõi sự phân bố số đếm theo thời gian trên máy phân tích thời gian nhiều kênh. Đường cong phân bố này được khớp với hàm phân bố gồm tổng 6 hàm số mũ đặc trưng cho 6 nhóm nơtrôn :

$$N(t) = \sum_{i=1}^{6} A_i e^{-\lambda_i t} . \tag{6.41}$$

Nhờ phương pháp bình phương tối thiểu có thể xác định được các hằng số A_i và các hằng số phân rã λ_i, từ đó nhận được các thời gian bán rã $T_{1/2,i} = \ln 2/\lambda_i$. Các hằng số A_i tỷ lệ với các suất ra tuyệt đối β_i.

Các giá trị β_i được xác định sau khi đo được độ hiệu dụng tuyệt đối của các detector nơtrôn.

Bằng phương pháp miêu tả trên ta xác định được các thông số $T_{1/2,i}$ và β_i đối với các vật liệu phân hạch thuần túy. Có thể xác định các thông số này trong lò phản ứng cụ thể bằng phương pháp xung nơtrôn, trong đó phổ thời gian dùng phân tích được lấy trên khoảng thời gian dài ứng với các nơtrôn trễ (hình 6.2). Một phương pháp thực nghiệm khác là đo phổ nơtrôn trễ của lò phản ứng sau khi dừng lò đột ngột với điều kiện là trước đó lò hoạt động một thời gian đủ dài để số nơtrôn trễ đạt trạng thái cân bằng.

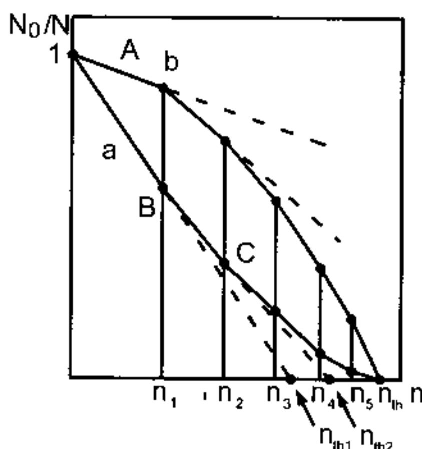
6.7. XÁC ĐỊNH KHỐI LƯỢNG NHIÊN LIỆU TỚI HẠN CỦA VÙNG HOẠT

Khối lượng nhiên liệu tới hạn của vùng hoạt là số lượng tối thiểu các thanh nhiên liệu đặt vào vùng hoạt bảo đảm duy trì phản ứng hạt nhân dây chuyền ở trạng thái dừng ($k_{eff} = 1$ hay $\rho = 0$). Việc xác định khối lượng tới hạn của vùng hoạt lần đầu tiên đưa vào sử dụng là thí nghiệm cần thiết. Để xác định trạng thái của vùng hoạt ta đặt vào tâm vùng hoạt một nguồn nơtrôn nhân tạo với cường độ cỡ 10^6-10^7 nơtrôn/s và đặt xung quanh vùng hoạt một số detector nơtrôn, chẳng hạn các ống đếm BF_3 hay các buồng ion hóa. Các detector này được bố trí sao cho chúng ghi được số đếm tối thiểu từ nguồn nơtrôn khi trong vùng hoạt chưa có nhiên liệu. Khi đưa nhiên liệu vào vùng hoạt, số đếm nơtrôn N tăng dần, do đó số

đếm N^{-1} sẽ giảm theo số thanh nhiên liệu đưa vào vùng hoạt. Trên hình 6.4 trình bày 2 dạng tiêu biểu của các đường cong số đếm ngược N_0/N theo số thanh nhiên liệu n đưa vào vùng hoạt, trong đó N_0 là số đếm nơtrôn từ nguồn khi chưa có nhiên liệu.

Tiến trình xác định khối lượng tới hạn được minh họa trên đồ thị a của hình 6.4. Khi chưa nạp nhiên liệu ta có tung độ bằng 1 (điểm A). Sau khi nạp 1 nhóm n_1 thanh nhiên liệu ta được số đếm N_1 và do $N_1 > N_0$ nên $N_0/N_1 < 1$ (điểm B). Kéo dài đường thẳng AB cắt trục hoành ta được khối lượng nhiên liệu tới hạn ngoại suy lần thứ nhất là n_{th1}. Độ dưới tới hạn tính theo công thức (4.93) và bằng:

$$\delta k_1 = 1 - k = \frac{N_0}{N_1} \tag{6.42}$$



Hình 6.4. **Các đường cong số đếm ngược dùng để xác định khối lượng nhiên liệu tới hạn của vùng hoạt**

Trong lần nạp nhiên liệu thứ hai ta đặt vào vùng hoạt Δn_2 thanh nhiên liệu, số này thỏa mãn điều kiện :

$$\Delta n_2 < \frac{1}{2}(n_{th1} - n_1). \quad (6.43)$$

Số thanh nhiên liệu có trong vùng hoạt sau lần nạp thứ hai là $n_2 = n_1 + \Delta n_2$. Detector nơtrôn ghi được N_2 số đếm. Trên hình 6.4 ta nhận được điểm C (n_2, N_0/N_2) và độ dưới tới hạn của vùng hoạt là :

$$\delta k_2 = 1 - k_2 = N_0/N_2. \quad (6.44)$$

Do $N_2 > N_1$ nên điểm C thấp hơn điểm B và $\delta k_2 < \delta k_1$. Kéo dài dường thẳng BC cắt trục hoành ta được khối lượng tới hạn ngoại suy lần thứ 2 là n_{th2}.

Tiếp tục quá trình nạp nhiên liệu như trên, trong mỗi lần nạp thứ i + 1, số thanh nhiên liệu Δn_{i+1} thỏa mãn điều kiện :

$$\Delta n_{i+1} = \frac{1}{4}(n_{thi} - \sum_{j=1}^{i} n_j) \quad (6.45)$$

trong đó, n_{thi} là khối lượng nhiên liệu tới hạn ngoại suy sau khi nạp Δn_i thanh nhiên liệu ở lần nạp thứ i còn n_j là số thanh nhiên liệu có trong vùng hoạt sau lần nạp thứ j. Khi hệ số nhân dưới tới hạn M = $1/\delta = 1 / (1 - k)$ đạt $20 \div 30$, nghĩa là $k \approx 0{,}96 - 0{,}97$ thì ta nạp từng thanh nhiên liệu vào vùng hoạt. Lò phản ứng càng gần tới trạng thái tới hạn kết quả ngoại suy càng gần tới giá trị thực của khối lượng tới hạn. Để xác định chính xác trạng thái tới hạn, người ta dùng máy tự ghi để theo dõi số đếm nơtrôn theo thời gian. Trạng thái tới hạn đạt được khi rút nguồn nơtrôn nhân tạo ra khỏi vùng hoạt mà số đếm nơtrôn không thay đổi theo thời gian.

Trên hình 6.4 trình bày 2 trạng thái tiêu biểu của đường cong số đếm ngược, trong đó đường cong a có dạng lõm còn đường cong b có dạng lồi. Đối với các đường cong có dạng lõm, số đếm N_0 nhỏ hơn nhiều so với các giá trị N khi có mặt nhiên liệu. Đối với đường cong lồi, số đếm N_0 nhỏ không đáng kể so với các giá trị N. So sánh hai dạng đường cong này ta thấy đường a cho các giá trị tới hạn ngoại

suy luôn luôn bé hơn giá trị tới hạn thật còn đường cong b luôn luôn cho giá trị khối lượng ngoại suy lớn hơn giá trị khối lượng tới hạn thật. Như vậy đường cong a bảo đảm an toàn hơn đường cong b trong quá trình nạp nhiên liệu vào vùng hoạt.

6.8. CHUẨN ĐỘ CÁC THANH ĐIỀU KHIỂN

Chuẩn độ thanh điều khiển là việc xác định độ thay đổi độ phản ứng khi dịch chuyển thanh điều khiển một đơn vị chiều dài vào vùng hoạt theo phương thẳng đứng. Phụ thuộc vào điều kiện và yêu cầu chính xác của các phép đo mà người ta sử dụng các phép chuẩn độ khác nhau. Sau đây trình bày một số phương pháp chuẩn độ.

6.8.1. Chuẩn độ theo chu kỳ tăng công suất lò

Phương pháp chuẩn độ theo chu kỳ tăng công suất lò dựa trên biểu thức (4.36) miêu tả sự phụ thuộc chu kỳ T vào độ phản ứng ρ. Phép đo được thực hiện ở trạng thái lò trên tới hạn, khi đó công suất lò tăng theo hàm số mũ :

$$N(t) = N_0\, e^{t/T} = N_0\, e^{\frac{\ln 2}{T_2} t} \qquad (6.46t$$

trong đó, T_2 là thời gian nhân đôi công suất lò. Từ việc đo chu kỳ T, hay thời gian T_2 và sử dụng công thức (4.36) ta nhận được độ phản ứng.

Phương pháp thực nghiệm như sau. Sử dụng detector nơtrôn để ghi số đếm N nơtrôn/s từ lò phản ứng. Đưa lò lên trạng thái tới hạn. Thanh điều khiển cần chuẩn độ được nhúng hoàn toàn vào vùng hoạt. Rút thanh lên một đoạn Δz_1 từ vị trí $z_1 = 0$ để lò chuyển sang trạng thái trên tới hạn. Công suất lò tăng theo biểu thức (6.46). Dùng đồng hồ bấm giây hoặc máy tự ghi xác định thời gian

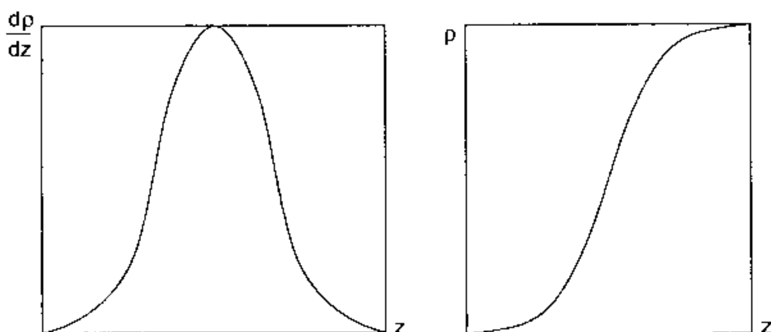
T_2 để đếm số nơtrôn tăng lên 2 lần. Từ giá trị T_2 ta suy ra giá trị $T = T_2/\ln 2$ và dùng công thức (4.36) xác định độ phản ứng $\Delta\rho_1$ ứng với đoạn Δz_1 của thanh điều khiển. Dùng thanh điều khiển khác đưa lò về trạng thái tới hạn. Nâng thanh đang khảo sát lên một đoạn Δz_2 từ vị trí $z_2 = \Delta z_1$. Bằng phương pháp đo đã miêu tả trên xác định được $\Delta\rho_2$. Tiếp tục phép đo như vậy cho toàn thanh điều khiển ta nhận được độ phản ứng trên một độ dài là :

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{\frac{z_i + z_{i+1}}{2}} = \frac{\Delta\rho_i}{\Delta z_i} = \frac{\rho_{i+1} - \rho_i}{z_{i+1} - z_i} \tag{6.47}$$

trong đó,

$$\rho_{i+1} = \rho_i + \Delta\rho_i \ ; \ \rho_i = \sum_{j=1}^{i-1} \Delta\rho_j \ . \tag{6.48}$$

Công thức (6.47) miêu tả đặc trưng vi phân của thanh điều khiển $\frac{d\rho}{dz} = f(z)$. Trên hình 6.5a minh họa dạng đặc trưng vi phân tiêu biểu của một thanh điều khiển, từ đó thấy rằng $\frac{d\rho}{dz}$ có giá trị bé ở 2 đầu, tăng dần và đạt cực đại ở vị trí giữa thanh điều khiển.



Hình 6.5. **Đặc trưng vi phân (a) và tích phân (b) của một thanh điều khiển**

Biểu thức (6.48) biểu thị sự phụ thuộc $\rho(z) = f(z)$, là đặc trưng tích phân của thanh điều khiển (hình 6.5b). Từ đặc trưng tích phân này ta suy ra độ hiệu dụng toàn phần của thanh điều khiển, là độ phản ứng nhận được khi nhúng toàn bộ thanh điều khiển vào vùng hoạt.

6.8.2. Chuẩn độ trong lò dưới tới hạn

Để chuẩn độ thanh điều khiển trong lò ở trạng thái dưới tới hạn ta dùng công thức (4.90)

$$N = \frac{N_{ng}}{1-k} = \frac{N_{ng}}{\rho} \tag{6.49}$$

trong đó, N và N_{ng} là số đếm nơtrôn khi lò ở độ sâu dưới tới hạn $\rho = 1 - k$ và số đếm nguồn.

Giả sử thanh điều khiển ở vị trí z_1 và số đếm nơtrôn ghi được là:

$$N_1 = \frac{N_{ng}}{1-k_1} = \frac{N_{ng}}{\rho_1}. \tag{6.50}$$

Dịch chuyển thanh một đoạn Δz_1 đến vị trí $z_2 = z_1 + \Delta z_1$. Số đếm nơtrôn ghi được là :

$$N_2 = \frac{N_{ng}}{1-k_2} = \frac{N_{ng}}{\rho_2}. \tag{6.51}$$

Độ phản ứng thay đổi một lượng :

$$\Delta\rho_1 = \rho_2 - \rho_1 = N_{ng}\left(\frac{1}{N_2} - \frac{1}{N_1}\right). \tag{6.52}$$

Tiếp tục dịch chuyển thanh và mỗi lần ta xác định được giá trị $\Delta\rho_i$ ứng với độ dịch chuyển Δz_i :

$$\Delta\rho = \rho_{i+1} - \rho_i = N_{ng}\left(\frac{1}{N_{i+1}} - \frac{1}{N_i}\right) \tag{6.53}$$

Bằng phép đo này ta nhận được một tập hợp các giá trị ($\Delta\rho_i$, Δz_i) và từ đó xây dựng được đặc trưng vi phân và đặc trưng tích phân cũng như độ hiệu dụng toàn phần của thanh điều khiển. Tuy nhiên giá trị $\Delta\rho_i$ chỉ được xác định trong đơn vị tương đối vì thừa số N_{ng} chưa biết. Nếu bằng phép đo nào đó, chẳng hạn bằng phương pháp chuẩn độ theo chu kỳ tăng công suất lò, ta biết được đặc trưng vi phân tuyệt đối của một đoạn nào đó của thanh điều khiển thì từ đó ta suy ra giá trị tuyệt đối của đặc trưng vi phân, đặc trưng tích phân và độ hiệu dụng toàn phần của thanh điều khiển.

6.8.3. Chuẩn độ bằng phương pháp rơi thanh

Phương pháp rơi thanh là phương pháp xác định độ phản ứng âm đưa vào vùng hoạt khi thanh điều khiển rơi nhanh đột ngột vào vùng hoạt. Khi đó số đếm nơtrôn giảm nhanh từ giá trị N_1 đến giá trị N_2 theo biểu thức sau đậy suy từ biểu thức (4.68) khi $t \to 0$:

$$N_2 = N_1 \frac{\beta}{\beta + |\rho|} \tag{6.54}$$

trong đó, β là suất ra hiệu dụng của nơtrôn trễ còn $|\rho|$ là giá trị tuyệt đối của độ phản ứng âm do thanh điều khiển đưa vào.

Từ (6.54) suy ra :

$$|\rho| = \beta\left(\frac{N_1}{N_2} - 1\right). \tag{6.55}$$

Thanh điều khiển rơi vào càng nhanh thì số đếm N_2 xác định càng chính xác và giá trị ρ đo được với độ chính xác cao. Mặt khác độ hiệu dụng thanh điều khiển càng lớn thì bước nhảy số đếm nơtrôn $\Delta N = N_1 - N_2$ càng lớn và do đó việc đo ρ cũng càng chính xác. Vì vậy phương pháp rơi thanh thường được sử dụng để xác định độ hiệu dụng toàn phần của thanh bảo vệ sự cố, là các thanh rơi nhanh nhất vào vùng hoạt và chỉ yêu cầu xác định độ hiệu dụng toàn phần mà không cần xác định các đặc trưng vi phân và tích phân.

6.9. XÁC ĐỊNH CÁC HỆ SỐ NHIỆT ĐỘ VÀ CÔNG SUẤT CỦA ĐỘ PHẢN ỨNG

Sau khi nạp nhiên liệu vào lò và đưa lò lên các mức công suất cao, độ phản ứng ρ trong vùng hoạt thay đổi do các hiệu ứng nhiệt độ, công suất, nhiễm độc xênôn.v.v. Các hiệu ứng này không thể tách biệt ra một cách hoàn toàn mà toàn bộ sự thay đổi độ phản ứng $\Delta\rho$ được bù trừ bằng thanh bù trừ $\Delta\rho_{BT}$.

$$\frac{\partial\rho}{\partial Q}\Delta Q + \frac{\partial\rho}{\partial T}\Delta T + \frac{\partial\rho}{\partial P}\Delta P + \Delta\rho_{Xe} + ... = -\Delta\rho_{BT}\,. \qquad (6.56)$$

Trong biểu thức (6.56) ΔQ, ΔT, ΔP là độ thay đổi công suất, nhiệt độ chất tải nhiệt và áp suất trong lò còn $\frac{\partial\rho}{\partial Q}, \frac{\partial\rho}{\partial T}, \frac{\partial\rho}{\partial P}$ là các hệ số công suất, hệ số nhiệt độ và hệ số áp suất của độ phản ứng; $\Delta\rho_{Xe}$ là sự thay đổi độ phản ứng do nhiễm độ xênôn. Để xác định riêng biệt hệ số nào đó của độ phản ứng ta cần chọn điều kiện thí nghiệm sao cho các hiệu ứng khác không ảnh hưởng đến hiệu ứng đang xét. Trong phần này ta hãy xem xét phương pháp xác định các hệ số nhiệt độ và công suất độ phản ứng.

a. Hệ số nhiệt độ

Hệ số nhiệt độ của độ phản ứng được xác định từ sự phụ thuộc của độ phản ứng ρ vào nhiệt độ trung bình của chất tải nhiệt. Để khử ảnh hưởng của hiệu ứng công suất, tức là hiệu ứng nhiệt độ của nhiên liệu, ta thay đổi nhiệt độ của chất tải nhiệt bằng nguồn nhiệt bên ngoài hay nhiệt lượng do các bơm tuần hoàn vòng 1 của hệ thống tải nhiệt truyền tới. Để khử hiệu ứng xênôn ta tiến hành thí nghiệm ở mức công suất lò rất bé.

Để làm ví dụ, ta hãy khảo sát lò phản ứng nước-nước, trong đó nước đóng vai trò chất làm chậm nơtrôn và chất tải nhiệt. Hệ số nhiệt độ được xác định đối với nước của lò phản ứng. Bằng nguồn

nhiệt ngoài, ta tạo nước có nhiệt độ T_1 nào đó và đưa lò lên trạng thái tới hạn. Sau đó thay đổi nước đến nhiệt độ T_2. Do nhiệt độ nước thay đổi, trong lò đưa vào một độ phản ứng $\Delta\rho$ và độ phản ứng này được bù trừ bằng cách dịch chuyển thanh bù trừ một đoạn Δz_1 sao cho lò đạt trạng thái tới hạn. Vì thanh bù trừ được chọn có đặc trưng tích phân đã biết nên đại lượng $\Delta\rho_1$ được xác định. Tiếp tục thay đổi nhiệt độ đến T_3 và đưa lò về trạng thái tới hạn bằng cách dịch chuyển thanh bù trừ một đoạn Δz_2 ta nhận được một độ phản ứng $\Delta\rho_2$. Quá trình đo được tiến hành cho các giá trị T khác, cuối cùng ta nhận được đường cong ρ phụ thuộc vào T và tại mỗi điểm T ta nhận được hệ số nhiệt độ của độ phản ứng :

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT}. \qquad (6.57)$$

Khi sử dụng đặc trưng tích phân của thanh bù trừ để xác định hệ số nhiệt độ cần chú ý rằng, trong lúc chuẩn các thanh bù trừ bằng phương pháp nêu trong mục 6.8 phải chú ý tới sự ảnh hưởng của nhiệt độ lên đặc trưng tích phân đó. Ngoài ra trong quá trình xác định hệ số nhiệt độ cố gắng khử tối đa sự dao động các thông số nhiệt kỹ thuật của hệ thống nước tải nhiệt vòng 1.

b. Hệ số công suất

Hệ số công suất của độ phản ứng được xác định khi thay đổi nhanh mức công suất này sang mức công suất khác và giữ các thông số khác không thay đổi. Việc xác định độ thay đổi độ phản ứng do thay đổi công suất $\Delta\rho_Q$ tiến hành theo phương pháp bù trừ nhờ thanh bù trừ với đặc trưng tích phân đã biết $\rho_{BT} = f(z)$. Khi thay đổi công suất một lượng ΔQ độ phản ứng thay đổi một lượng

$$\Delta\rho_Q = \Delta\rho_{BT} - \sum_i \Delta\rho_i \qquad (6.58)$$

trong đó $\Delta\rho_i$ là độ thay đổi ρ do hiệu ứng nhiệt độ và hiệu ứng nhiễm độc xênôn.v.v. Nếu quá trình chuyển tiếp một vài phút thì

có thể bỏ qua ảnh hưởng của hiệu ứng nhiễm độc xênôn. Hệ số công suất bằng :

$$\alpha_Q = \frac{\Delta\rho_Q}{\Delta Q}. \qquad (6.59)$$

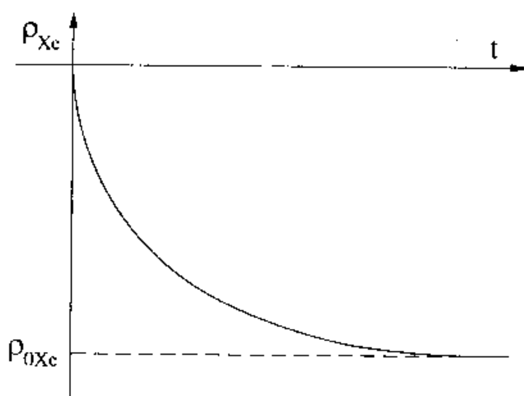
6.10. XÁC ĐỊNH ĐỘ NHIỄM ĐỘC XÊNÔN

Trong quá trình làm việc của lò phản ứng, độ phản ứng thay đổi theo thời gian do hiệu ứng nhiễm độc xênôn và sau một thời gian nào đó đạt đến độ nhiễm độc dừng. Khi dừng lò, độ nhiễm độc cũng thay đổi và tạo nên hố iốt. Chúng ta sẽ xem xét phương pháp xác định độ nhiễm độc xênôn và hố iốt nói trên.

6.10.1. Độ nhiễm độc xênôn dừng và không dừng

Độ nhiễm độc xênôn không dừng là sự thay đổi độ nhiễm độc của xênôn theo thời gian làm việc của lò phản ứng. Xác định độ nhiễm độc xênôn không dừng như sau. Đưa lò lên trạng thái tới hạn, ghi các giá trị nhiệt độ nước lò, vị trí các thanh điều khiển. Nâng công suất lò đến mức cần đo và giữ mức công suất này trong khoảng thời gian 40-50 giờ để thiết lập sự cân bằng nồng độ của các chất iốt và xênôn. Trong quá trình này sử dụng các thanh điều khiển có đặc trưng tích phân đã biết để bù trừ sự thay đổi độ phản ứng do hiệu ứng nhiệt độ và công suất.

Do đã biết hệ số nhiệt độ và công suất của lò phản ứng nên sau khi hiệu chỉnh ta được đường cong phụ thuộc độ phản ứng ρ theo thời gian. Đường cong này miêu tả sự thay đổi độ nhiễm độc xênôn theo thời gian. Sau 40-50 giờ làm việc của lò ở mức công suất cho trước, đường cong nhiễm độc xênôn đạt giá trị bảo hòa và ta nhận được độ nhiễm độc xênôn dừng (hình 6.6).

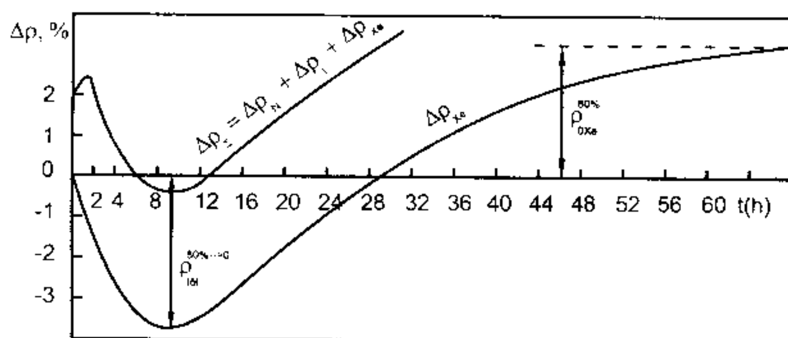


Hình 6.6. **Sự phụ thuộc độ nhiễm độc xênôn không dừng vào thời gian làm việc của lò và giá trị nhiễm độc xênôn dừng (ρ_{0Xe})**

6.10.2. Hố iốt

Hố iốt được xác định khi hạ nhanh công suất lò từ mức Q_1 đã duy trì cỡ 40-50 giờ sang mức Q_2. Giữ lò ở trạng thái tới hạn bằng cách dịch chuyển các thanh điều khiển. Phương pháp xác định hố iốt cũng giống phương pháp xác định đường cong nhiễm độc xênôn không dừng. Quá trình đo kéo dài khoảng 30-40 giờ.

Để xác định hố iốt khi dừng lò, sau khi lò làm việc ở công suất nào đó trong thời gian ít nhất là 40-50 giờ, ta hạ công suất tới mức tới hạn tối thiểu và giữ mức tới hạn đến lúc giải độc xênôn hết. Hố iốt kết thúc khi thanh điều khiển quay về vị trí xuất phát tại thời điểm dừng lò. Sự dịch chuyển tiếp theo của các thanh điều khiển bù trừ sự giải độc xênôn, bằng độ nhiễm độc xênôn dừng của lò ở mức công suất trước khi đo hố iốt (hình 6.7).



Hình 6.7. **Hố iốt sau khi dừng lò**

Chương 7

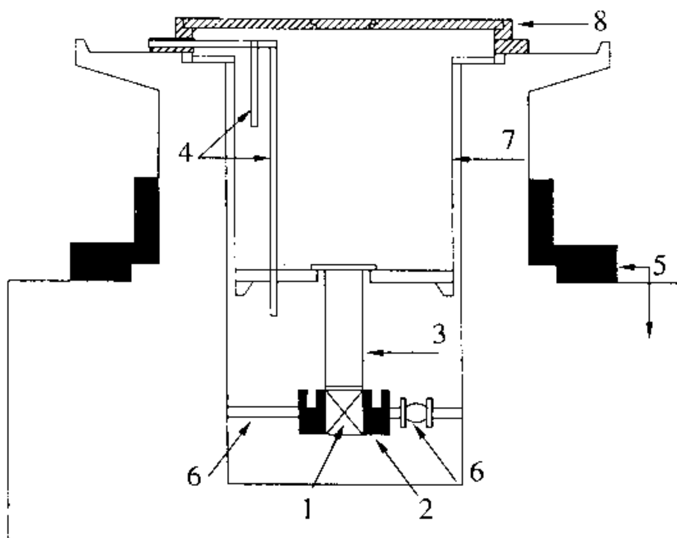
LÒ PHẢN ỨNG HẠT NHÂN ĐÀ LẠT

Lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt thuộc Viện Nghiên cứu Hạt nhân Đà Lạt là loại lò làm việc với nơtrôn nhiệt, chất làm chậm và chất tải nhiệt là nước thường. Lò này được xây dựng trên cơ sở lò phản ứng *triga mark II* và công suất lò được nâng từ 250kW lên 500kW. Lần nạp nhiên liệu đầu tiên ngày 1/11/1983 và bắt đầu làm việc ở công suất danh định vào đầu tháng 2/1984. Sau đây chúng ta sẽ khảo sát cấu trúc và các thông số của lò phản ứng này.

7.1. CẤU TRÚC CỦA LÒ PHẢN ỨNG

Trên hình 7.1 trình bày mặt cắt đứng của lò phản ứng. Lò gồm một thùng nhôm chứa nước cao 6 m, đường kính 2 m. Toàn bộ thùng nhôm đặt vào giữa khối bê tông bảo vệ sinh học (hình 7.1) có tiết diện cắt ngang dạng 8 cạnh (hình 7.2). Chiều dày bê tông ở nửa dưới cỡ 2,5 m và nửa trên cỡ 0,9 m. Trên hình 7.1 lớp bê tông bảo vệ bổ sung ở nửa trên được xây thêm nhằm đảm bảo an toàn bức xạ cho người làm việc tại vị trí này khi nâng công suất lò từ 250 kW lên 500 kW.

Các bộ phận còn giữ lại của lò *triga mark II* là vỏ bê tông bảo vệ, thùng nhôm chứa nước, vành phản xạ graphit và các kênh ngang thí nghiệm.

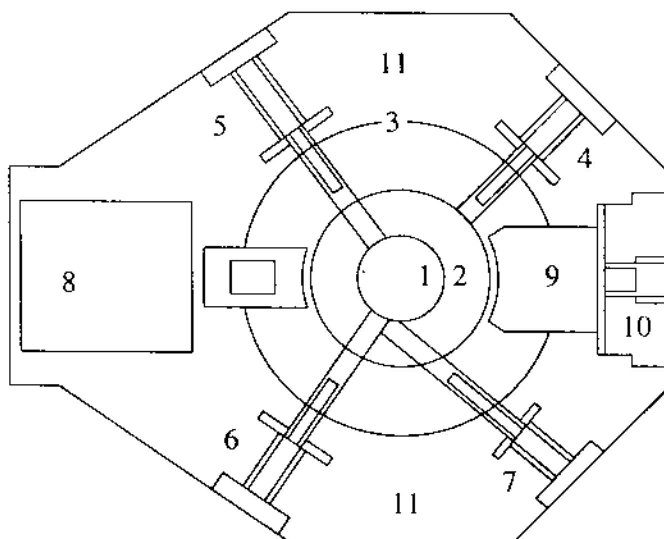


***Hình 7.1.* Sơ đồ mặt cắt đứng của lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt**

1. Vùng hoạt
2. Vành phản xạ graphit
3. Giếng hút
4. Các ống dẫn nước của hệ làm nguội vòng 1
5. Tường bê tông bảo vệ
6. Kênh thực nghiệm nằm ngang
7. Giá đỡ
8. Nắp thép dày 20 cm

Vùng hoạt có dạng hình trụ, chiều cao 0,6m, đường kính 0,4m, đặt vào trong vành phản xạ và gắn liền với một giếng hút cao 2m, đường kính 0,5m. Giếng hút được treo trên đáy của một giá đỡ cao 3m, đường kính cỡ 2m. Giá đỡ tạo điều kiện thuận lợi khi lắp ráp các hệ thống công nghệ trong lò với điều kiện phóng xạ cao của lò do lò đã hoạt động một thời gian trước đây. Giếng hút có tác dụng tăng cường sự đối lưu của nước khi nước làm nguội vùng hoạt theo cơ chế đối lưu tự nhiên. Trong bể lò còn đặt các ống cấp nước và hút nước của hệ thống đối lưu nước vòng 1, hệ thống dẫn các thanh

điều khiển, hệ thống các buồng ion hóa ghi đo nơtrôn. Lò được đậy bằng một nắp thép dày 20cm, nhằm bảo đảm an toàn phóng xạ cho người làm việc trong lúc lò hoạt động. Trên nắp lò có cửa sổ bằng kính thủy tinh hữu cơ để nhìn và một cửa sổ để thao tác.



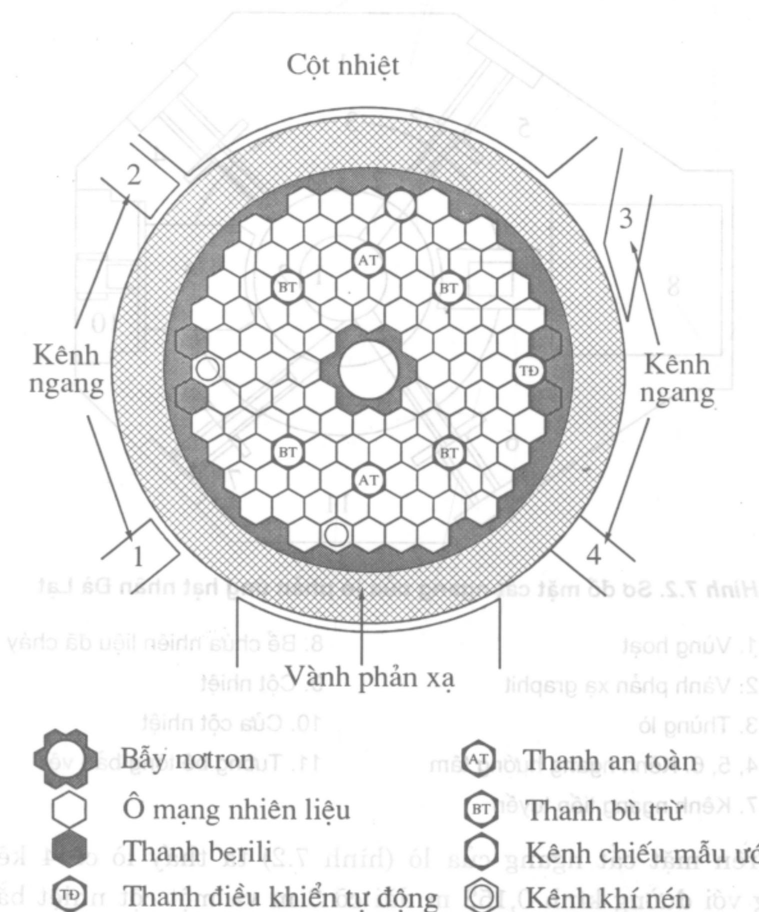
***Hình 7.2.* Sơ đồ mặt cắt ngang của lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt**

1. Vùng hoạt
2. Vành phản xạ graphit
3. Thùng lò
4, 5, 6. Kênh ngang hướng tâm
7. Kênh ngang tiếp tuyến
8. Bể chứa nhiên liệu đã cháy
9. Cột nhiệt
10. Cửa cột nhiệt
11. Tường bê tông bảo vệ

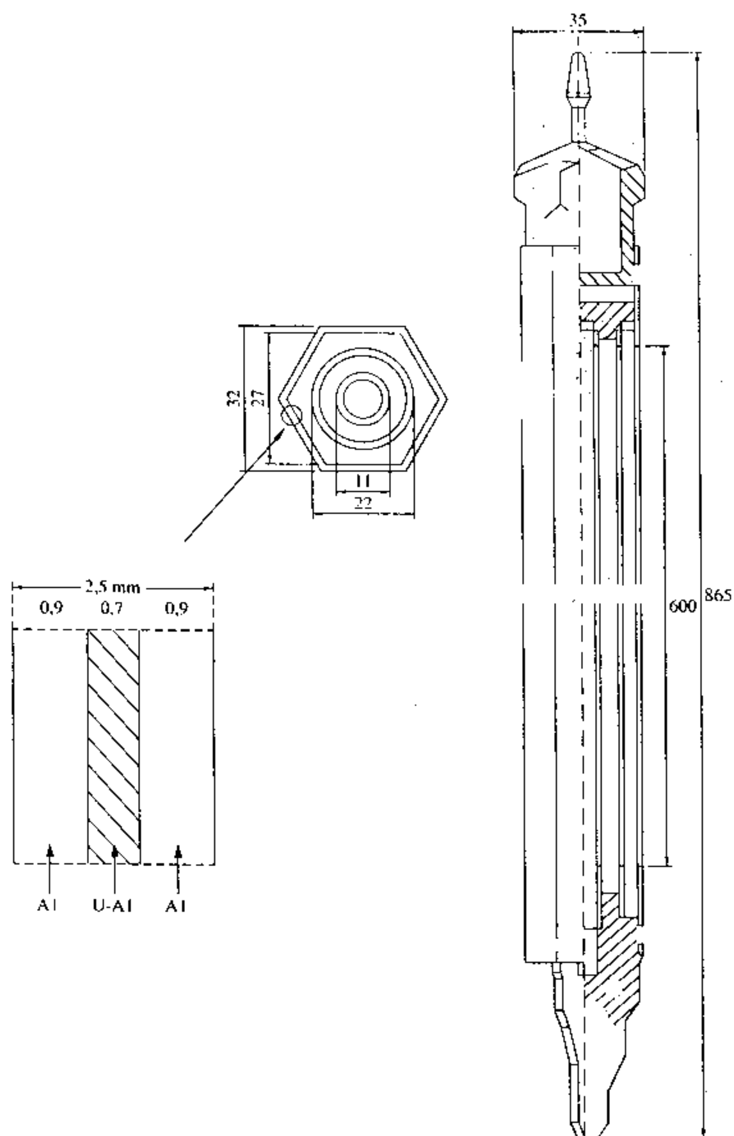
Trên mặt cắt ngang của lò (hình 7.2) ta thấy lò có 4 kênh ngang với đường kính 0,152 m dài cỡ 3 m và một cột nhiệt bằng graphit với kích thước 1x1,2x1,2 m^3. Trong số các kênh ngang có 3 kênh xuyên tâm và một kênh tiếp tuyến. Bên cạnh thùng lò, bể cản xạ thô trước đây nay chuyển thành bể chứa nhiên liệu đã cháy.

7.2. CẤU TRÚC VÙNG HOẠT

Vùng hoạt có cấu trúc hình trụ cao 0,60m, đường kính 0,40m, trong đó đặt các bó nhiên liệu, các thanh và các khối berili, các thanh điều khiển và các kênh thực nghiệm thẳng đứng (hình7.3).



***Hình 7.3.* Mặt cắt ngang của vùng hoạt và vành phản xạ**



Hình 7.4. **Bó nhiên liệu loại VVR-M2**

Bó nhiên liệu loại VVR-M2 được trình bày trên hình 7.4. Đó là một bó gồm hai thanh nhiên liệu hình trụ và một thanh nhiên liệu hình sáu cạnh đặt đồng trục nhau. Chiều dày thanh nhiên liệu là 2,5 mm, trong đó phần nhiên liệu (hợp kim nhôm – uran) nằm giữa dày 0,7 mm còn hai bên là hai lớp nhôm dày 0,9 mm làm vỏ bao che và dẫn nhiệt từ nhiên liệu ra ngoài. Chiều dài phần nhiên liệu của mỗi thanh là 0,60 m. Ba thanh nhiên liệu này được gắn thành một bó, khoảng cách giữa chúng bằng 3 mm nhằm bảo đảm nước chảy qua tải nhiệt, và cấu trúc hai đầu của bó nhiên liệu sao cho trở kháng của nước đủ nhỏ. Độ giàu của nhiên liệu là 36%^{235}U.

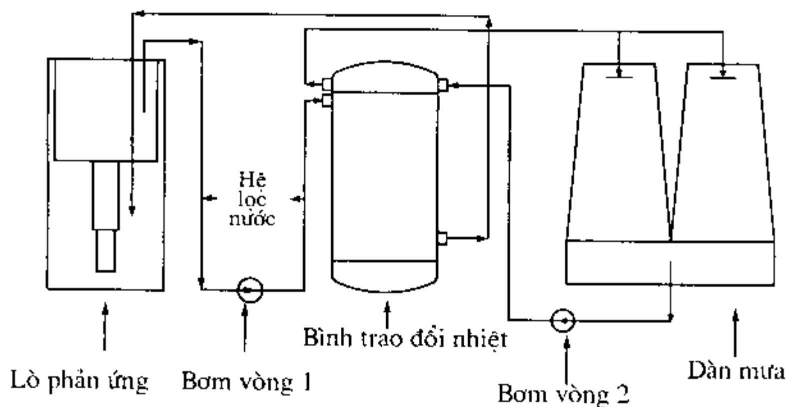
Trong vùng hoạt đặt 7 thanh điều khiển, trong đó có 2 thanh sự cố AT, 4 thanh bù trừ BT và một thanh điều khiển tự động TĐ. Sáu thanh AT và BT làm từ vật liệu carbua bo (B_4C) hấp thụ mạnh nơtrôn nhiệt, còn thanh TĐ làm từ thép không rỉ. Các thanh sự cố AT chịu trách nhiệm tắt lò khi có sự cố. Các thanh BT bảo đảm bù trừ độ phản ứng dự trữ của lò và trong quá trình làm việc của lò, bù trừ sự cháy nhiên liệu và hiệu ứng nhiễm độc, hiệu ứng nhiệt độ v.v. Thanh TĐ dùng để điều khiển tự động, giữ công suất lò ở mức cho trước.

Ngoài các bó nhiên liệu còn đặt các thanh berili và các khối berili nhằm tạo thêm một lớp phản xạ nơtrôn bổ sung.

Trong vùng hoạt có 3 kênh thẳng đứng và một bẫy nơtrôn ở giữa phục vụ việc chiếu mẫu. Trên vành phản xạ còn có 40 vị trí chiếu mẫu bổ sung. Bẫy nơtrôn gồm khối berili chiếm vị trí của 7 ô nhiên liệu trung tâm, bên trong có cột nước 65 mm, cao 60 cm. Trong bẫy nơtrôn, các nơtrôn nhiệt được tập trung nhiều hơn bên ngoài do thành berili và cột nước làm chậm nơtrôn khi chúng khuếch tán từ ngoài vào, mặt khác số nơtrôn nhiệt này được thành berili phản xạ cản trở việc khuếch tán ngược trở lại ra ngoài.

7.3. HỆ THỐNG NƯỚC TẢI NHIỆT

Từ hình 7.1 ta thấy rằng vùng hoạt được đặt trong thùng nước và cách mặt nước cỡ 5 m. Nước trong bể lò vừa có tác dụng làm chậm nơtrôn, vừa có tác dụng tải nhiệt và làm lớp vật liệu cản xạ bức xạ ion hóa. Với tác dụng là chất tải nhiệt, nước chảy qua vùng hoạt giữa các khe hở của các thanh nhiên liệu từ dưới lên. Quá trình tải nhiệt xảy ra theo cơ chế đối lưu tự nhiên, tức là nước đối lưu từ vùng nhiệt độ thấp đến vùng nhiệt độ cao. Việc tải nhiệt ra ngoài thực hiện bằng hai vòng đối lưu, vòng nước tuần hoàn thứ nhất lấy nhiệt từ vùng hoạt ra và trao đổi nhiệt qua vòng nước tuần hoàn thứ hai qua bình trao đổi nhiệt. Nước của vòng tuần hoàn thứ hai chảy qua một giàn mưa để giải phóng nhiệt lượng ra ngoài không khí (hình 7.5).



Hình 7.5. **Hệ thống tải nhiệt lò phản ứng**

Lưu lượng nước vòng 1 bằng 50 m^3/h và vòng 2 bằng 90 m^3/h. Trong 50 m^3/h của nước vòng 1 có khoảng 25 m^3/h chảy qua vùng hoạt khi lò làm việc ở công suất 500 kW. Nước trong bể lò là nước cất và được lọc để tránh sự ăn mòn vỏ nhôm bọc các thanh nhiên

liệu. Để giữ các thông số của nước ở giá trị yêu cầu, một phần nước (2 m^3/h) được trích từ vòng nước tuần hoàn thứ nhất và đưa qua hệ thống lọc gồm các cột lọc cơ học và cột lọc trao đổi ion. Nước trong bể chứa nhiên liệu đã cháy cũng được lọc nhờ hệ thống lọc của mình.

7.4. HỆ THỐNG ĐIỀU KHIỂN LÒ PHẢN ỨNG

Hệ thống điều khiển lò phản ứng có các nhiệm vụ như sau :

- Đo và ghi mật độ thông lượng nơtrôn, chu kỳ thay đổi công suất.

- Bù trừ sự giảm độ phản ứng do sự cháy nhiên liệu, hiệu ứng nhiễm độc, hiệu ứng nhiệt độ v.v. trong quá trình làm việc của lò.

- Điều khiển lò tự động và bằng tay.

- Dừng lò khi có sự cố.

Việc đo mật độ thông lượng nơtrôn thực hiện nhờ 9 buồng ion hóa đặt ngoài vành phản xạ graphit và ở độ cao ngang vùng hoạt. Vì khi lò không hoạt động, công suất lò cỡ 10^{-8}% - 10^{-6}% công suất danh định N_0 nên khi đưa lò lên công suất danh định, công suất lò thay đổi 8-10 bậc. Do đó mật độ thông lượng nơtrôn được đo theo 3 nhóm buồng ion hóa khác nhau ở 3 dải công suất khác nhau :

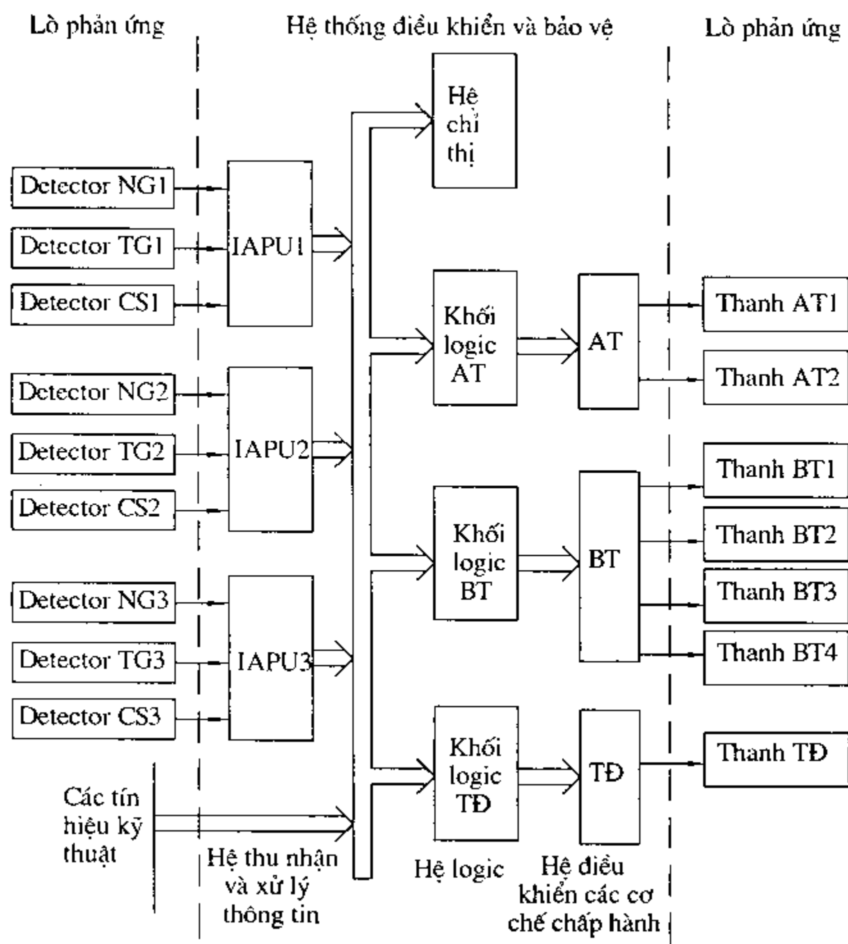
- Dải công suất nguồn NG từ $10^{-8}\%N_0$ đến $10^{-2}\%N_0$.

- Dải công suất trung gian TG từ $10^{-3}\%N_0$ đến $10\%N_0$.

- Dải công suất năng lượng CS từ $1\%N_0$ đến $120\%N_0$.

Các dải đo này có các miền giao tiếp gối đầu nhau để bảo đảm tính liên tục và độ tin cậy của việc thu nhận thông tin.

Nhóm NG và TG gồm các buồng ion hóa KNK-15 còn nhóm CS gồm các buồng ion hóa KNK-3. Như vậy tại mỗi giá trị công suất của lò ta nhận được thông tin từ 3 buồng ion hóa độc lập nhau.



***Hình 7.6.* Hệ thống điều khiển và bảo vệ lò phản ứng**

Để điều khiển lò người ta dùng 7 thanh điều khiển. Trong đó có 2 thanh sự cố AT, bằng B_4C, 4 thanh bù trừ BT bằng B_4C và một thanh điều khiển tự động TĐ bằng thép không rỉ.

Sơ đồ điều khiển và bảo vệ lò thể hiện trên hình 7.6.

Các tín hiệu từ các buồng ion hoá được đưa qua hệ thống tích luỹ và xử lý thông tin NFCS-5A. Hệ thống NFCS-5A gồm 3 khối độc lập nhau và làm việc song song, IAPU1, IAPU2, IAPU3, cho biết công suất lò N_i và chu kỳ thay đổi công suất T_i (i = 1, 2, 3) ở từng dải công suất một. Các số liệu về công suất N_i và chu kỳ T_i được chỉ thị nhờ hệ chỉ thị gồm display số, màn ảnh và các máy tự ghi.

Các tín hiệu lối ra của IAPU1, IAPU2, IAPU3 được xử lý nhờ các hệ thống lôgic. Có 3 hệ thống lôgic thực hiện 3 chức năng : Xử lý sự cố lò AT, bù trừ độ phản ứng BT và điều khiển tự động TĐ.

a. Khối lôgic AT

Khối này xử lý các tín hiệu sự cố. Các tín hiệu sự cố gồm sự cố về công suất N_s (công suất vượt quá 10% so với công suất định trước), về chu kỳ lên công suất T_s (bé hơn hoặc bằng 20 s) và các tín hiệu sự cố kỹ thuật (chẳng hạn lưu lượng nước vòng 1 dưới 50 m^3/h, lưu lượng nước vòng 2 dưới 90 m^3/h). Tín hiệu sự cố yêu cầu dập tắt lò, khi đó các thanh AT và BT được thả vào vùng hoạt trong thời gian không quá 1s. Khối lôgic AT làm việc theo nguyên tắc 2 lần chọn lựa 2/3. Chọn lựa thứ nhất: Các tín hiệu sự cố từ 3 khối IAPU1, IAPU2, IAPU3 sẽ được chọn khi có mặt ít nhất 2 trong 3 tín hiệu đó. Việc chọn này cho phép loại trừ các tín hiệu ngẫu nhiên. Chọn lựa thứ 2: khối lôgic AT được cấu tạo từ 3 mạch sơ đồ lôgic giống nhau mắc song song nhau và tín hiệu lối ra của khối khi có mặt ít nhất 2 trong 3 mạch sơ đồ lôgic cho tín hiệu. Nguyên tắc cấu trúc đó bảo đảm khối lôgic làm việc khi có 1 trong 3 mạch bị hỏng, tức là bảo đảm tính an toàn của hệ điện tử điều khiển.

b. Khối lôgic BT

Khối này có 2 nhiệm vụ. Thứ nhất, thả nhanh (không quá 1 s) các thanh BT vào vùng hoạt khi có tín hiệu AT. Thứ hai, nâng

thanh BT lên để bù trừ sự giảm độ phản ứng do sự cháy nhiên liệu, hiệu ứng nhiễm độc v.v. Việc điều khiển thanh BT có thể bằng tay hoặc tự động. Chế độ tự động được sử dụng khi giữ lò xác định nhờ thanh TĐ.

c. Khối lôgic TĐ

Khối này có nhiệm vụ điều khiển thanh TĐ để giữ công suất lò ở mức xác định N khi xuất hiện sự chênh lệch giữa công suất đo được N' với N, tức là $\Delta N = N' - N \neq 0$.

Các khối lôgic BT và TĐ cũng hoạt động theo nguyên tắc hai lần chọn lựa 2/3.

Sự chuyển động của các thanh điều khiển được thực hiện nhờ các hệ dẫn servo. Hệ dẫn servo gồm động cơ điện và hệ truyền động. Tốc độ chuyển động bình thường của các thanh AT và BT là 3,4 mm/s còn thanh TĐ là 20 mm/s. Khi có sự cố các thanh AT và BT được thả vào vùng hoạt nhờ hai cơ chế thực hiện đồng thời : cơ chế rơi tự do và cơ chế gia tốc do hệ các lò xo trong ống dẫn thanh điều khiển.

7.5. CÁC THÔNG SỐ CỦA LÒ PHẢN ỨNG

Như đã trình bày, lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt được đưa vào hoạt động ở công suất 500 kW từ đầu tháng 2/1984. Sau đây là các thông số cơ bản của lò xác định được trong quá trình khởi động vật lý và khởi động năng lượng lò.

a. Vùng hoạt

Loại bó nhiên liệu (BNL)	VVR-M2	
Độ giàu nhiên liệu	36% ^{235}U	
Cấu hình tới hạn của vùng hoạt:	Uran	72 BNL;
	2897,4 g ^{235}U	
	Berili	26,25 kg

Cấu hình làm việc của vùng hoạt: Uran 88 BNL; 3537,0 g ^{235}U

Berili 33,11 kg

Hệ số nhiệt độ của độ hản ứng liên quan đến chất tải nhiệt và chất làm chậm (H_20) ≈ -1.10^{-2} $\beta_{eff}/^0C$.

b. Các thanh điều khiển

Độ hiệu dụng của các thanh AT và BT (3-3,5)β_{eff}

Độ hiệu dụ của thanh TĐ 0,49 β_{eff}

Độ phản ứng dự trữ 9,15 β_{eff}

Độ dưới tới hạn khi các thanh AT được nâng lên và các thanh BT và TĐ nhúng hoàn toàn vào vùng hoạt 2,33 β_{eff}

c. Mật độ thông lượng nơtrôn

Vị trí	Mật độ thông lượng nơtrôn nhiệt Φ_T (n/cm^2 s)	Mật độ thông lượng nơtrôn nhanh Φ_f (n/cm^2 s)	R_{Cd}
Bẫy nơtrôn	$2,1.10^{13}$	$2,75.10^{12}$	3,2 (Au)
Kênh đứng tại ô 7-1	$9,0.10^{12}$	$1,79.10^{12}$	2,5 (Au)
Mâm quay	$3,5.10^{12}$	$1,06.10^{11}$	4,6 (Au)
Cột nhiệt	$9,2.10^{10}$	$5,35.10^{7}$	19,6 (Au) 250 (Cu)
Kênh ngang số 1	$1,3.10^{12}$	$1,35.10^{10}$	4,3 (Au)
Kênh ngang số 2	$5,85.10^{12}$	$2,44.10^{9}$	6,6 (Au)
Kênh ngang số 3	$9,6.10^{11}$	$9,35.10^{9}$	3,6 (Au)
Kênh ngang số 4	$3,32.10^{12}$	$8,75.10^{10}$	2,2 (Au)

d. Hệ thống tải nhiệt

- *Vòng tuần hoàn thứ nhất*

Lưu lượng nước vòng 1 50m^3/h

Nhiệt độ nước lối vào vùng hoạt (27-30)^{0}C

Nhiệt độ nước lối ra vùng hoạt (trung bình) (45-48) ^{0}C

Nhiệt độ nước của phần trên của bể lò	(34-36)^{0}C
Nhiệt độ nước ở phần giữa của bể lò	(26-28)^{0}C
Nhiệt độ nước lối vào bình trao đổi nhiệt	(34-37)^{0}C
Nhiệt độ nước lối ra bình trao đổi nhiệt	(25-28)^{0}C
- *Vòng tuần hoàn thứ hai*	
Lưu lượng nước vòng 2	90 m^3/h
Nhiệt độ nước lối vào dàn mưa	(22-25)^{0}C
Nhiệt độ nước lối ra dàn mưa	(17-20)^{0}C

e. Thay đổi cấu hình vùng hoạt trong quá trình làm việc của lò từ năm 1983 đến năm 2002

Đến năm 2002 lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt hoạt động được 19 năm. Cấu hình làm việc đầu tiên khi đưa lò vào vận hành chính thức ngày 20/3/1994 gồm 88 BNL với độ phản ứng dự trữ 9,15β_{eff}. Từ ngày 9/3/1995 cấu hình vùng hoạt được bố trí gồm 89 BNL và được duy trì ổn định đến tháng 4 năm 1994. Sau 10 năm hoạt động, độ phản ứng dự trữ của lò giảm xuống còn 3,8β_{eff}. Do đó đã tiến hành nạp thêm 11 BNL thay cho 11 thanh berili. Sau khi thay, cấu hình vùng hoạt gồm 100 BNL có độ phản ứng dự trữ bằng 6,5β_{eff}. Đến tháng 3 năm 2002 độ phản ứng dự trữ còn 2,7β_{eff} và độ cháy cực đại của các BNL mới đạt được 20%. Lúc này nạp thêm 4 BNL thay cho 4 thanh berili còn lại của vành phản xạ bổ sung mà không đưa BNL đã cháy nào ra ngoài. Sau khi thay, độ phản ứng dự trữ tăng thêm 0,93β_{eff}. Như vậy hiện nay lò phản ứng làm việc với cấu hình gồm 104 BNL. Trong quá trình hoạt động của lò phản ứng, các thông số của lò đều được đo đạc và kiểm tra thường xuyên.

Lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt được sử dụng để sản xuất các chất đồng vị phóng xạ, phân tích kích hoạt neutron, nghiên cứu khoa học và đào tạo cán bộ. Lò phản ứng hoạt động an toàn tuyệt đối, không xảy ra một sự cố nào.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

I. TÀI LIỆU THAM KHẢO VỀ CÁC VẤN ĐỀ LÝ THUYẾT LÒ PHẢN ỨNG

1. G. I. Bell and S. Glasstone, 1970, *Nuclear Reactor Theory,* Van Nostrrand Company, New York.
2. Г. А. Бать, А. С. Коченов, Л. П. Кабанов, 1972, *исследовательские ядерные реакторы,* Москва, Атомиздат.
3. С. М. Фейнберг, С. Б. Шихов, В. Б. Троянский, 1978, *Теория ядерных реакторов,* Том 1, Москва, Атомиздат,
4. P. F. Zweifel, 1973, *Reactor Physics*, Mc Graw-Hill Book Company.
5. R. V. Meghreblian and D. K. Holmes, 1960, *Reactor Analysis*, Mc Graw-Hill Book Company, New York.
6. A. M. Weinberg and E. P. Wigner, 1972, *The Physical Theory of Neutron Chain Reactors*, The University of Chicago Press, Chicago, 3rd Edition.

II. TÀI LIỆU THAM KHẢO DÀNH CHO CÁC CHƯƠNG TỪ 1 ĐẾN 6

7. А. Н. Климов, 1971, *Ядерная физика и ядерные реакторы,* Москва, Атомиздат.

8. А. П. Рудик, 1979, *Физические основы ядерных реакторов*, Том 1, Москва, Атомиздат.

9. И. Х. Ганев, 1981, *Физика и расчет реактора*, Москва, Энергоиздат.

10. А. Д. Галанин, 1959, *Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах*, Москва, Атомиздат.

11. J. R. Lamarch, 1983, *Introduction to Nuclear Engineering*, Addison-Werley Publishing Company, 2nd Edition.

III. TÀI LIỆU THAM KHẢO CHỦ YẾU DÀNH CHO CÁC CHƯƠNG 4 VÀ 5

12. G. R. Keepin, 1965, *Physics of Reactor Kinetics*, Addison-Wesley Publishing Company.

13. M. S. Ash, 1975, *Nuclear Reactor Kinetics*, Mc Graw-Hill Book Company.

14. Б. А. Дементьев, 1973, *Кинетика и регулирование ядерных реакторов*, Москва, Атомиздат.

15. И. Я. Емельянов, А. И. Ефанов, Л. Б. Константинов, 1981, *Научно-технические основы регулирования ядерными реакторами*, Москва, Энергоиздат.

IV. TÀI LIỆU THAM KHẢO CHỦ YẾU DÀNH CHO CHƯƠNG 6

16. В. И. Владимиров, 1981, *Практические задачи по эксплуатации ядерных реакторов*, Москва, Атомиздат,

17. D. D. Glower, 1965, *Experimental Reactor Analysis and Radiation Measurements*, Mc Graw-Hill Book Company.

18. J. B. Hoag, 1958, *Nuclear Reactor Experiments*, D. Van Nostrand, Inc.

19. F. A. Valente, 1963. *A Manual of Experiments in Reactor Physics*, The Macmillan Company.

V. TÀI LIỆU THAM KHẢO CHỦ YẾU DÀNH CHO CHƯƠNG 7

20. Pham Duy Hien and Ngo Quang Huy, September 1984.
Preliminary Experiments Performed on the Newly Rescontructed 500 kW Nuclear Research Reactor of Dalat, The Seminar on Research Reactors, Tripoli, Libia.

21. Ngo Quang Huy, Ha Van Thong and Ngo Phu Khang, 1-6 May 1994, *Investigation on the basic reactor characteristics of the Dalat nuclear research reactor*. Proceedings of the 9th Pacific Basin Nuclear Conference. Sydney, Australia, pp. 1033 - 1040.

22. Ngô Quang Huy, 1994, *Các đặc trưng vật lý lò của lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt.* Tuyển tập các báo cáo và các công trình khoa học về lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt nhân dịp kỷ niệm 10 năm khánh thành lò.



Giá: 23.000đ